



**Recherche du boson de Higgs en quatre leptons au LHC:  
étude des événements avec bosons Z et jets b dans  
l'expérience ATLAS. Étude des performances du  
système de déclenchement du calorimètre  
électromagnétique pour les hautes énergies transverses.**

Nicolas Morange

► **To cite this version:**

Nicolas Morange. Recherche du boson de Higgs en quatre leptons au LHC: étude des événements avec bosons Z et jets b dans l'expérience ATLAS. Étude des performances du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique pour les hautes énergies transverses.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Diderot Paris 7, 2012. Français. NNT : . tel-01133156

**HAL Id: tel-01133156**

**<https://hal.science/tel-01133156>**

Submitted on 18 Mar 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS. DIDEROT (PARIS 7)

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

Spécialité : Physique

par

Nicolas MORANGE

Recherche du boson de Higgs en quatre leptons au  
LHC : étude des événements avec bosons  $Z$  et jets  $b$   
dans l'expérience ATLAS.

Étude des performances du système de déclenchement  
du calorimètre électromagnétique pour les hautes  
énergies transverses.

Dirigée par Bruno MANSOULIÉ

Soutenue le 29 mai 2012 devant la commission d'examen composée de :

M.	Philippe	BLOCH	rapporteur
M.	Fabio	CERUTTI	rapporteur
M.	Fabio	MALTONI	examineur
M.	Bruno	MANSOULIÉ	directeur de thèse
M.	Philippe	SCHWEMLING	président du jury
M.	Didier	VILANOVA	examineur
Mme	Isabelle	WINGERTER-SEEZ	examinatrice



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Considérations théoriques</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction . . . . .	12
1.2 Le modèle standard . . . . .	12
1.2.1 Les théories quantiques des champs . . . . .	12
1.2.2 L'électrodynamique quantique (QED) . . . . .	13
1.2.3 La chromodynamique quantique . . . . .	13
1.2.4 La théorie électrofaible . . . . .	14
1.2.5 La brisure de symétrie électrofaible . . . . .	15
1.2.6 Les familles de fermions . . . . .	16
1.3 Le boson de Higgs au LHC . . . . .	16
1.3.1 Production du boson de Higgs au LHC . . . . .	16
1.3.2 Canaux de recherche du boson de Higgs . . . . .	18
1.3.3 Contraintes sur l'existence du boson de Higgs . . . . .	19
Contraintes théoriques . . . . .	19
Contraintes expérimentales indirectes . . . . .	20
Contraintes expérimentales directes . . . . .	21
1.4 Le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ . . . . .	23
1.4.1 Phénoménologie du signal . . . . .	23
1.4.2 Les fonds au Higgs en 4 leptons . . . . .	24
Le fond irréductible $ZZ$ . . . . .	24
Les fonds réductibles $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ . . . . .	26
Les fonds réductibles $Z$ +jets . . . . .	26
1.5 Phénoménologie du processus $Z + b$ . . . . .	27
1.5.1 Les fonctions de distribution de partons . . . . .	27
1.5.2 La génération du processus $Z + b$ . . . . .	28
1.5.3 Génération d'états finals $Z$ +jets . . . . .	30
<b>2 Le LHC et le détecteur ATLAS</b>	<b>33</b>
2.1 Le LHC . . . . .	34
2.1.1 Introduction . . . . .	34
2.1.2 Présentation de l'accélérateur . . . . .	34
2.1.3 Détermination de la luminosité . . . . .	36
2.1.4 Paramètres de fonctionnement du LHC . . . . .	36
2.2 Le détecteur ATLAS : présentation générale . . . . .	37
2.3 Le champ magnétique . . . . .	38
2.4 Le détecteur interne . . . . .	39
2.4.1 Le détecteur à pixels . . . . .	40
2.4.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT) . . . . .	41



2.4.3	Le détecteur à rayonnement de transition (TRT) . . . . .	41
2.4.4	Bilan de matière en amont des calorimètres . . . . .	43
2.5	Les calorimètres . . . . .	44
2.5.1	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	44
	Description générale . . . . .	44
	Segmentation du calorimètre . . . . .	46
	Lecture des signaux du calorimètre . . . . .	47
	Performances du calorimètre . . . . .	48
2.5.2	Le calorimètre hadronique . . . . .	49
	Le calorimètre à tuiles . . . . .	50
	Les bouchons du calorimètre hadronique . . . . .	51
2.5.3	Le calorimètre vers l'avant . . . . .	51
2.6	Le spectromètre à muons . . . . .	52
2.6.1	Les chambres de précision . . . . .	53
2.6.2	Les chambres de déclenchement . . . . .	54
2.7	Les détecteurs vers l'avant . . . . .	55
2.8	Le système de déclenchement . . . . .	56
2.8.1	Le système de déclenchement de premier niveau (L1 pour <i>Level-1</i> ) . . . . .	57
2.8.2	Le système de déclenchement de second niveau (L2 pour <i>Level-2</i> ) . . . . .	58
2.8.3	Le filtre d'événements (EF pour <i>Event Filter</i> ) . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Étude du système de déclenchement à haute énergie</b>	<b>59</b>
3.1	Introduction . . . . .	60
3.1.1	Sommation des signaux de déclenchement . . . . .	61
3.1.2	Traitement numérique des signaux de déclenchement . . . . .	62
3.1.3	Logique de déclenchement . . . . .	63
3.1.4	Étalonnage électrique du système de déclenchement du calorimètre . . . . .	64
3.2	Traitement des signaux saturés . . . . .	65
3.2.1	Effets de saturation dans la voie de déclenchement . . . . .	65
3.2.2	Identification du croisement de faisceau pour les signaux saturés . . . . .	66
3.2.3	Adaptation de la configuration de l'électronique en fonction de l'expérience acquise sur les signaux de physique . . . . .	68
3.3	Validation des réglages pour la saturation . . . . .	70
3.3.1	Difficultés de la validation de l'algorithme à seuils . . . . .	70
3.3.2	Utilisation des données d'étalonnage . . . . .	72
	Cas d'une <i>Tower Builder Board</i> défectueuse . . . . .	72
	Recouvrement entre les algorithmes à seuil et à détection de pic . . . . .	73
	Comportement linéaire des signaux de déclenchement . . . . .	74
	Saturation de l'échantillon $n - 2$ . . . . .	75
	Comportement de $n - 3$ . . . . .	76
3.3.3	Détermination de l'intervalle de validité de l'algorithme à seuils . . . . .	77
3.3.4	Détermination de l'intervalle de validité de l'algorithme à détection de pic . . . . .	81
3.3.5	Validation des algorithmes de BCID dans le cas de seuils simplifiés . . . . .	83
3.3.6	Prise en compte des conditions réelles de la prise de données 2010 . . . . .	84
3.3.7	Application aux analyses de recherche de résonances de haute masse . . . . .	86
3.4	Perspectives . . . . .	87
3.4.1	Le BCID pour la prise de données 2011 . . . . .	87
3.4.2	Perspectives pour un LHC fonctionnant à son énergie nominale . . . . .	88
3.5	Conclusions . . . . .	89

<b>4</b>	<b>La reconstruction des objets physiques dans ATLAS</b>	<b>91</b>
4.1	Les électrons . . . . .	92
4.1.1	Reconstruction des électrons . . . . .	92
	Algorithme utilisé . . . . .	92
	Étalonnage final et détermination des performances . . . . .	93
	Électrons vers l'avant . . . . .	93
	Impact des défaillances des détecteurs . . . . .	94
4.1.2	Identification des électrons . . . . .	94
	Cas des données 2010 . . . . .	94
	Cas des données 2011 . . . . .	95
4.2	Les muons . . . . .	96
4.2.1	Reconstruction . . . . .	96
4.2.2	Performances . . . . .	97
4.3	Les jets . . . . .	99
4.3.1	Reconstruction . . . . .	99
4.3.2	Performances . . . . .	99
4.3.3	Épuration des jets . . . . .	100
4.4	Étiquetage des jets de $b$ . . . . .	101
4.4.1	L'étiquetage en 2010 . . . . .	101
4.4.2	L'étiquetage en 2011 . . . . .	101
4.5	L'énergie transverse manquante . . . . .	102
4.6	Prise en compte des effets de l'empilement dans les simulations . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Mesure de la section efficace <math>Z + b</math></b>	<b>107</b>
5.1	Introduction . . . . .	108
5.2	Les processus $Z + b$ . . . . .	108
5.3	Données de collision et simulations . . . . .	109
5.3.1	La prise de données par ATLAS en 2010 . . . . .	109
5.3.2	Critères de déclenchement et données utilisées . . . . .	110
5.3.3	Simulations Monte Carlo . . . . .	111
	Génération du signal. . . . .	111
	Génération des bruits de fond. . . . .	113
	Normalisation des échantillons. . . . .	113
5.4	Reconstruction et sélection des événements . . . . .	114
5.4.1	Sélection des leptons . . . . .	114
	Électrons. . . . .	114
	Muons. . . . .	114
5.4.2	Sélection des événements $Z$ . . . . .	115
5.4.3	Sélection des jets . . . . .	115
5.4.4	Résultats de la sélection des événements . . . . .	115
5.5	Estimation des bruits de fonds et extraction du signal . . . . .	120
5.5.1	Description générale de la procédure . . . . .	120
5.5.2	Détermination du fond multijets . . . . .	121
	Canal électron. . . . .	121
	Canal muon. . . . .	123
5.5.3	Choix d'une procédure d'extraction du signal . . . . .	123
	Principe de l'extraction. . . . .	123
	Procédure utilisée. . . . .	124
	Autres procédures envisagées. . . . .	125
5.5.4	Vérification des performances de la procédure d'extraction . . . . .	126
	Tests de cohérence. . . . .	126

	Tests de linéarité. . . . .	127
5.6	Détermination de la section efficace $\sigma_b$ . . . . .	129
5.6.1	Espace des phases de la mesure . . . . .	129
5.6.2	Calcul de la section efficace . . . . .	130
5.6.3	Calcul de la section efficace $\sigma_Z$ pour la mesure du rapport $\sigma_b/\sigma_Z$ . . . . .	131
5.6.4	Détermination des incertitudes systématiques . . . . .	132
	Étiquetage des jets. . . . .	132
	Performances des jets. . . . .	132
	Performances des leptons. . . . .	133
	Normalisation des bruits de fond. . . . .	133
	Modélisation du signal par les simulations. . . . .	134
	Résumé des incertitudes systématiques. . . . .	134
5.7	Résultats et comparaison avec la théorie . . . . .	136
5.7.1	Prédictions théoriques . . . . .	136
5.7.2	Résultats et discussion . . . . .	137
5.8	Conclusions . . . . .	138
<b>6</b>	<b>Recherche du Higgs en 4 leptons avec <math>4,8\text{fb}^{-1}</math> de données</b>	<b>141</b>
6.1	Introduction . . . . .	142
6.2	La prise de données par ATLAS en 2011 . . . . .	142
6.3	Validation d'une nouvelle méthode de reconstruction des électrons . . . . .	143
6.3.1	Reconstruction des électrons par l'algorithme dit GSF . . . . .	144
6.3.2	Performances de l'algorithme GSF . . . . .	145
6.3.3	Comparaison des algorithmes de reconstruction sur des simulations . . . . .	145
	Paramètres d'impact . . . . .	146
	Variables cinématiques . . . . .	149
	Variables combinées . . . . .	151
6.3.4	Comparaison des algorithmes de reconstruction avec les données de 2011 . . . . .	151
	Sélection des événements . . . . .	152
	Simulations utilisées . . . . .	153
	Résultats . . . . .	153
6.3.5	Conclusions sur les performances de l'algorithme GSF pour les électrons de désintégration de hadrons lourds . . . . .	156
6.4	Recherche du Higgs en 4 leptons avec $4,8\text{fb}^{-1}$ de données . . . . .	156
6.4.1	Données de collisions et simulations . . . . .	158
	Données et critères de déclenchement utilisés . . . . .	158
	Simulations Monte Carlo . . . . .	158
6.4.2	Sélection des événements . . . . .	160
	Sélection des leptons . . . . .	160
	Reconstruction d'un candidat Higgs . . . . .	161
	Réduction des bruits de fond . . . . .	161
6.4.3	Estimation des bruits de fond . . . . .	162
	Le bruit de fond multijets . . . . .	162
	Le bruit de fond $t\bar{t}$ . . . . .	162
	Le bruit de fond $Z + \mu\mu$ . . . . .	162
	Le bruit de fond $Z + ee$ . . . . .	163
	Distribution de $m_{4\ell}$ pour les bruits de fond . . . . .	164
6.4.4	Résultats de la sélection des événements . . . . .	164
	Efficacité de la sélection . . . . .	164
	Résultats de la sélection sur les données . . . . .	164
6.4.5	Incetitudes systématiques . . . . .	168

6.4.6	Limites d'exclusion du boson de Higgs . . . . .	169
6.4.7	Conclusions et intégration du résultat dans la recherche du boson de Higgs au LHC . . . . .	171
6.5	Optimisations pour la recherche du Higgs à basse masse . . . . .	174
6.5.1	Amélioration de la réjection des jets légers . . . . .	174
6.5.2	Procédure d'évaluation des gains . . . . .	177
6.5.3	Optimisation des sélections cinématiques . . . . .	179
6.6	Nouvelle analyse des données de 2011 . . . . .	184
6.6.1	Simulations utilisées . . . . .	184
6.6.2	Modifications de la sélection des événements . . . . .	184
	Sélection des leptons . . . . .	184
	Reconstruction d'un candidat Higgs . . . . .	185
	Réduction des bruits de fond . . . . .	185
6.6.3	Résultats préliminaires de l'application de la nouvelle sélection . . . . .	186
6.7	Conclusion . . . . .	188
<b>Conclusion générale</b>		<b>189</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>191</b>
<b>A Échantillons Monte Carlo utilisés pour l'analyse <math>Z + b</math></b>		<b>199</b>
<b>B Comparaisons entre données et simulations pour des électrons <math>medium++</math> de désintégrations de hadrons lourds</b>		<b>201</b>
<b>C Échantillons Monte Carlo utilisés pour l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons</b>		<b>204</b>
<b>Remerciements</b>		<b>209</b>



# Introduction

Développée au cours du XX<sup>e</sup> siècle, la physique des particules est la branche de la physique qui s'intéresse aux constituants fondamentaux de la matière et à leurs interactions. Son plus grand succès, construit progressivement dans les cinquante dernières années, est l'établissement du Modèle Standard, théorie décrivant dans le cadre des théories quantiques des champs la matière comme composée d'une douzaine de types de particules (quarks et leptons) qui interagissent entre elles au travers de trois forces : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Ces interactions sont véhiculées par d'autres particules qui sont le photon, les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z$ , et les gluons.

L'un des aspects cruciaux du Modèle Standard est la brisure de symétrie électrofaible, qui donne naissance aux interactions telles qu'elles sont observées et est responsable de la masse des particules. La réalisation du mécanisme de brisure de symétrie requiert la présence d'une nouvelle particule, le boson de Higgs, dont la masse est un paramètre libre de la théorie. Ce boson est la dernière particule prédite par le modèle standard à n'avoir pas encore été observée, et sa recherche est l'un des enjeux majeurs actuels de la physique des hautes énergies. Sa découverte apporterait en effet la preuve que le Modèle Standard – qui est pourtant perçu pour de nombreuses raisons comme une théorie effective d'une théorie de plus haute énergie à déterminer – reste parfaitement valide à l'échelle du TeV.

Les nombreuses expériences ayant participé à des degrés divers à l'établissement du Modèle Standard ont cherché à utiliser des collisions de particules à des énergies toujours plus élevées, à travers l'étude des rayons cosmiques d'une part, et la création d'accélérateurs de particules de l'autre. L'un des types d'accélérateurs ayant joué un rôle majeur dans la confirmation du Modèle Standard au cours de trente dernières années est celui des collisionneurs hadroniques. La découverte des bosons  $W$  et  $Z$  au  $Spp\bar{p}S$ , la découverte du quark top au Tevatron, mais aussi un certain nombre de mesures de précision, ont été rendues possibles par leurs énergies élevées dans le centre de masse et l'importante quantité de données qu'ils ont accumulées. Le collisionneur proton-proton LHC, basé au CERN à Genève et dont la prise de données à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse a commencé en 2010, s'inscrit dans la continuité de ses prédécesseurs en atteignant de nouveaux records en termes d'énergie et d'intensité des faisceaux de particules. Il a pour objectif d'explorer la physique à l'échelle du TeV, et en particulier de statuer sur l'existence du boson de Higgs du Modèle Standard.

Le contexte général de cette thèse est ainsi la recherche du boson de Higgs dans l'un des grands détecteurs installés auprès du LHC : l'expérience ATLAS. La période 2009 – 2012 dans laquelle les travaux de cette thèse ont été réalisés correspond aux premières années de fonctionnement du LHC. Ainsi les études présentées vont de la détermination de performances du détecteur ATLAS, à la mesure de section efficace d'un processus du modèle standard (avec les données de 2010), à la recherche du boson de Higgs en quatre leptons chargés (avec les données de 2011).

Après une brève description du Modèle Standard, le premier chapitre aborde la physique du boson de Higgs au LHC et les limites actuelles posées sur son existence. Il s'attache plus particulièrement à l'un des canaux les plus prometteurs pour sa recherche, où l'état final est composé de quatre leptons chargés. Enfin, il détaille des aspects théoriques concernant l'un des

bruits de fond importants pour la recherche du Higgs en quatre leptons : celui comprenant un boson  $Z$  et deux jets de hadrons  $B$  dans l'état final ( $Zb\bar{b}$ ).

Le chapitre 2 décrit le détecteur ATLAS, dont les données sont utilisées pour réaliser les analyses présentées dans cette thèse. Un travail sur l'électronique de déclenchement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS dans le régime des très hautes énergies, s'inscrivant dans l'activité globale de compréhension des performances du détecteur avec les premières données, est présenté au chapitre 3. Les conséquences de cette étude sur deux recherches spécifiques de nouvelle physique (existence de bosons  $W'$  et  $Z'$  se désintégrant en électrons) sont également discutées.

Le chapitre 4 fait le lien entre le détecteur ATLAS et les analyses de physique qui sont présentées dans les chapitres suivants, en décrivant brièvement comment les objets physiques  $y$  sont reconstruits, et quelles sont les performances atteintes par cette reconstruction avec les données acquises en 2010 et en 2011.

Le chapitre 5 détaille la mesure de la section efficace de production de jets de hadrons  $B$  en association avec des bosons  $Z$ . L'état final étudié comprend des bosons  $Z$  qui se désintègrent en paires de leptons, tandis que les jets de hadrons  $B$  sont reconnus par étiquetage. Cette mesure, réalisée avec les données acquises en 2010, est reliée à la recherche du boson de Higgs en quatre leptons en ce qu'elle permet de contraindre la production du fond  $Zb\bar{b}$ .

Enfin le chapitre 6 s'articule autour de la recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons. La validation dans le cas des électrons de désintégration de hadrons lourds d'une reconstruction des électrons améliorée, développée pour augmenter l'efficacité de sélection de l'analyse, est d'abord détaillée. L'analyse de recherche et ses résultats avec les données de 2011 est ensuite présentée. Des pistes d'amélioration de l'analyse pour la recherche d'un boson de Higgs de basse masse sont finalement étudiées, dans le but de préparer l'analyse des données de l'année 2012, qui sera décisive sur l'existence du boson de Higgs.

# Chapitre 1

## Quelques aspects de la phénoménologie du processus $Z + b$ et du boson de Higgs au LHC

### Sommaire

---

1.1	Introduction . . . . .	12
1.2	Le modèle standard . . . . .	12
1.3	Le boson de Higgs au LHC . . . . .	16
1.4	Le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ . . . . .	23
1.5	Phénoménologie du processus $Z + b$ . . . . .	27

---



## 1.1 Introduction

Élaboré tout au long du  $xx^e$  siècle pour tenter de comprendre les nombreuses découvertes réalisées en physique nucléaire et en physique des particules, le modèle standard est dans sa forme actuelle une théorie capable de décrire les particules fondamentales de notre univers et leurs interactions, à l'exception notable de la gravitation.

Malgré son grand succès dans la description de la physique des particules jusqu'aux énergies accessibles dans les accélérateurs, le modèle standard présente un certain nombre d'insuffisances bien connues. Outre le fait qu'il est jusqu'à présent incompatible avec la relativité générale, il n'explique pas un certain nombre de résultats de cosmologie (comme la probable existence de matière noire), et présente un certain nombre de difficultés internes.

Mais son remarquable pouvoir prédictif et sa relative simplicité le rendent incontournable pour décrire les processus élémentaires aux échelles d'énergies actuellement accessibles, si bien que les théories visant à résoudre certaines de ses difficultés cherchent soit à l'étendre, soit à le retrouver en tant que théorie effective à basse énergie.

De ce fait, les mesures réalisées au LHC, et en particulier celles présentées dans cette thèse, ne se comprennent qu'à l'aune du modèle standard. Ce premier chapitre vise donc à fournir une description succincte des fondements de cette théorie. Il s'attachera ensuite plus particulièrement aux aspects phénoménologiques du modèle standard au LHC utiles pour les analyses menées dans cette thèse. Il présentera ainsi la phénoménologie du boson de Higgs au LHC, en particulier dans son canal de désintégration en quatre leptons. Les mécanismes de simulation de la production de jets de  $b$  en association avec des bosons  $Z$ , utiles à la compréhension d'un des bruits de fond à considérer dans la recherche du Higgs en 4 leptons, seront ensuite détaillés.

## 1.2 Le modèle standard

### 1.2.1 Les théories quantiques des champs

Le début du  $xx^e$  siècle a vu l'émergence de deux théories fondamentales pour la physique moderne : la mécanique quantique et la relativité restreinte. La première a permis de décrire correctement les comportements à l'échelle atomique, avec par exemple le début d'explication du spectre de l'atome d'hydrogène par Bohr en 1913. La seconde introduit la notion d'espace-temps quadridimensionnel, faisant de l'invariance des lois physiques sous les changements de référentiel (transformations de Poincaré) un principe premier.

C'est à la fin des années vingt que des travaux sur la construction d'une théorie quantique et relativiste du rayonnement ont permis l'émergence des théories quantiques des champs, qui ont par la suite été appliquées avec succès pour décrire les particules fondamentales et leurs interactions.

Partant d'une théorie quantique, la notion de champ apparaît assez naturellement lorsque l'on exprime sur les opérateurs d'interaction (matrice  $S$ ) l'ensemble des contraintes formé par les postulats d'invariance relativiste (par le groupe de Poincaré), de localité, et de micro-causalité [144]. Les champs libres alors construits satisfont nécessairement l'équation de Klein-Gordon  $(\square - m^2)\psi = 0$ . Certains peuvent obéir à d'autres équations du mouvement : c'est le cas des champs de spin  $1/2$ , qui satisfont l'équation de Dirac.

L'un des intérêts des théories des champs est alors la possibilité de considérer directement le lagrangien, qui permet d'étudier simplement les symétries des théories. Les symétries jouent un rôle central en théorie des champs dans la mesure où elles impliquent des lois de conservation (théorème de Noether [126]). Par exemple l'invariance d'un lagrangien sous les translations implique la conservation de l'énergie-impulsion. On peut donc partir d'une loi de conservation (comme celle de la charge électrique) et tenter de construire un lagrangien possédant une symétrie qui lui sera reliée, ou à l'inverse définir une théorie en postulant une symétrie, et en déduire les conséquences en terme de lois de conservation.

Une classe particulière de symétries joue un rôle primordial dans le modèle standard : il s'agit de symétries continues locales, dites symétries de jauge, qui permettent de fixer la structure des interactions avec les champs de matière. Si l'électrodynamique quantique (QED) est basée sur une symétrie de jauge  $U(1)$ , la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique (QCD) sont, elles, structurées par des groupes non abéliens, qui engendrent des couplages supplémentaires entre leurs bosons vecteurs.

Un autre aspect des théories des champs qui a contribué à leur succès est la possibilité, dans le cas de couplages faibles, de calculer aisément des amplitudes d'interaction par des méthodes perturbatives (diagrammes de Feynman). Le calcul d'amplitudes au-delà de l'ordre des arbres fait cependant intervenir des diagrammes avec des boucles, qui conduisent à des amplitudes infinies. Celles-ci sont absorbées par des redéfinitions des champs et des couplages : c'est la procédure de renormalisation. Cette procédure doit être répétée pour chaque ordre successif. La renormalisation d'une théorie n'est en fait pas toujours réalisable, et impose des conditions contraignantes sur les termes autorisés dans le lagrangien. La théorie électrofaible et la QCD sont renormalisables [16, 141], ce qui permet de réaliser des calculs aux ordres supérieurs, et en fait des théories extrêmement prédictives.

### 1.2.2 L'électrodynamique quantique (QED)

Il est instructif de rappeler en quelques mots le cas de la quantification de l'électromagnétisme, pour lequel les concepts présentés dans le paragraphe précédent ont été appliqués pour la première fois.

Partant d'un lagrangien contenant un champ fermionique (celui de l'électron), on introduit une symétrie de jauge locale sous l'action du groupe  $U(1)_Q$ . Pour qu'elle soit respectée par le lagrangien, il faut ajouter un champ vectoriel, qui se transforme sous cette symétrie comme le couple  $(V, \vec{A})$  de l'électromagnétisme. Ce champ est identifié au photon, et est nécessairement de masse nulle pour respecter l'invariance de jauge. La loi de conservation associée par le théorème de Noether est celle de la charge électrique.

La petitesse de la constante de couplage associée à la QED ( $\alpha \sim 1/137$ ) en fait une théorie tout à fait adaptée aux calculs perturbatifs. Sa renormalisation, réalisée en 1948 par Schwinger, Feynman et Tomonaga, a ainsi permis de calculer avec précision des effets alors inexpliqués découverts en physique atomique : le moment magnétique anomal de l'électron et le décalage de Lamb.

### 1.2.3 La chromodynamique quantique

L'étude des rayons cosmiques puis des collisions dans les premiers accélérateurs de particules, a permis de découvrir un très grand nombre de hadrons. C'est pour tenter de les classer et d'interpréter leurs propriétés que Gell-Mann et Zweig proposèrent indépendamment le modèle des quarks en 1964 [99, 146]. Ce modèle postule l'existence de trois particules fondamentales (les quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ ) qui composent l'ensemble des hadrons et forment un triplet de saveur. Il introduit ainsi une symétrie  $SU(3)_F$  de saveur, dans laquelle les quarks sont dans la représentation fondamentale  $\mathbf{3}$ , et les antiquarks dans la représentation conjuguée  $\bar{\mathbf{3}}$ . Les hadrons se divisent alors en deux catégories :

- les mésons sont formés d'un quark et d'un antiquark. Ils s'organisent selon les représentations irréductibles de l'espace produit :  $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$  ;
- les baryons sont constitués de trois quarks, et s'organisent selon  $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$ .

Ce modèle des quarks permettait de retrouver les nombres quantique d'hypercharge et de troisième composante de l'isospin des hadrons alors découverts.

La mise en évidence du  $\Delta^{++}$ , de spin  $\frac{3}{2}$ , pose un problème pour ce modèle dans la mesure où, étant composé de trois quarks  $u$  de spins parallèles, il semble ne pas obéir à la statistique de Fermi-Dirac. La solution consiste à postuler l'existence d'un nouveau nombre quantique, appelé couleur,

dérivant d'une symétrie de jauge  $SU(3)_c$  pour laquelle chaque quark est dans la représentation fondamentale. Cette théorie, baptisée chromodynamique quantique, fait également l'hypothèse que seules les particules qui sont dans un état singlet de couleur sont observables (hypothèse de confinement) : les baryons doivent donc être composés de trois quarks de couleurs distinctes, et les mésons d'un quark dans une couleur et d'un antiquark dans l'anticouleur correspondante.

La résolution du problème du  $\Delta^{++}$  ne donne qu'une indication sur un nombre minimal de couleurs à faire intervenir. Ce nombre peut cependant être déduit par d'autres méthodes, par exemple :

- ce nombre intervient dans le calcul des anomalies de QED dans le modèle standard. L'annulation des anomalies requiert  $N_c = 3$  ;
- en collisionneur  $e^+e^-$ , ce nombre est directement lié au rapport  $R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{had})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$  à l'écart des résonances. Là encore, les mesures indiquent  $N_c = 3$ .

L'introduction dans le lagrangien d'une symétrie de jauge  $SU(3)_c$  s'accompagne nécessairement de celle des bosons associés à l'interaction forte : ils sont au nombre de 8 (dimension de la représentation adjointe), de masse nulle (pour respecter l'invariance de jauge), de spin 1, et sont appelés gluons. La preuve définitive de leur existence a été donnée par la découverte d'événements à trois jets auprès de PETRA (DESY) en 1979 [17, 140].

Le caractère non abélien de  $SU(3)_c$  ajoute dans le lagrangien des termes de couplages entre les bosons de la théorie : on obtient des vertex à 3 et à 4 gluons. Une autre propriété, unique à la QCD, apparaît lorsque l'on renormalise la théorie : le calcul de la fonction  $\beta$ , qui contrôle l'évolution de la constante de couplage avec l'énergie, montre que celle-ci diminue quand l'énergie augmente. Ce comportement de liberté asymptotique et de couplage fort à basse énergie est opposé à celui de la QED ou de la théorie électrofaible. Une conséquence est qu'à basse énergie, régime gouverné par une valeur  $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 300 \text{ MeV}$ , la QCD devient une théorie non perturbative.

Il est donc impossible par exemple de calculer perturbativement les interactions internes des constituants d'un proton. On considère ainsi qu'il est composé de trois quarks de valence, ceux du modèle des quarks de Gell-Mann, mais baignant dans une mer de gluons et de quarks.

### 1.2.4 La théorie électrofaible

Dans les années 40, les études de la radioactivité  $\beta$  et de la désintégration du muon entraînent Fermi à formuler sa théorie des interactions faibles : tous les phénomènes de ce type sont décrits par un couplage à quatre fermions, d'intensité gouvernée par la constante  $G_F \sim 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ . La découverte de la violation de parité dans les interactions faibles par Wu en 1956 [145], puis la mesure de l'hélicité du neutrino en 1957 par Goldhaber [102], amenèrent à modifier cette théorie de manière à ce qu'elle ne considère que les fermions gauches.

Un problème majeur de la théorie de Fermi, inhérent au couplage à 4 fermions, est qu'elle n'est pas renormalisable. La solution a consisté à trouver un lagrangien renormalisable, pour lequel la théorie de Fermi est une théorie effective. La théorie électrofaible introduit le groupe de jauge  $SU(2)_L$ , qui permet de retrouver le comportement des interactions courant chargé lorsqu'il agit sur des doublets formés des fermions gauches :  $(d_L, u_L)$ ,  $(e_L^-, \nu_L^e)$  et leurs équivalents dans les autres générations de fermions. Les champs droits correspondants sont spectateurs de l'interaction faible.

La symétrie  $U(1)_Q$  de la QED ne commute pas avec le groupe de jauge  $SU(2)_L$  des interactions faibles ainsi introduit. En revanche, on peut introduire une symétrie  $U(1)_Y$ , nommée hypercharge faible ( $y$ ), compatible avec  $SU(2)_L$ , et telle qu'en se mélangeant avec la troisième composante de  $SU(2)_L$  (isospin faible  $t_3$ ), on retrouve la charge électrique  $q = t_3 + \frac{y}{2}$ .

Le groupe de jauge complet de la théorie électrofaible, élaboré par Weinberg, Salam et Glashow [100, 134, 143], est ainsi  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , ce qui introduit quatre champs vectoriels. Deux sont des champs responsables des interactions courant chargé, et sont nommés bosons  $W^\pm$ . On a vu que le photon est une combinaison linéaire du troisième degré de liberté du champ associé à

$SU(2)_L$  et du champ associé à  $U(1)$ . La seconde combinaison donne alors un champ responsable des interactions courant neutre : c'est le boson  $Z^0$ .

La structure des interactions reposant sur une invariance de jauge non abélienne, la théorie électrofaible prédit des couplages à trois ou quatre bosons, qui ont été observés.

### 1.2.5 La brisure de symétrie électrofaible

La théorie électrofaible telle qu'elle vient d'être présentée ne permet de retrouver le comportement de l'interaction de Fermi à basse énergie que dans la mesure où les bosons  $Z^0$  et  $W^\pm$  sont massifs (courte portée de l'interaction). Or des termes de masse pour ces bosons ne peuvent être ajoutés directement dans le lagrangien sous peine de violer l'invariance de jauge. *A contrario*, le photon est sans masse puisque les interactions électromagnétiques ont une portée infinie. La symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  doit donc être brisée, et  $U(1)_Q$  doit en être une symétrie résiduelle.

Dans le modèle standard, cette brisure est le résultat du mécanisme de Brout-Englert-Higgs [92, 108]. Celui-ci postule l'existence d'un doublet (sous  $SU(2)$ ) de champ scalaire complexe, noté  $\phi$ , dont le potentiel est  $V(\phi^\dagger\phi) = -m^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$ , dont les paramètres sont tels que sa valeur moyenne dans le vide ne soit pas nulle (voir la figure 1.1). Cette propriété est à l'origine d'une brisure spontanée de symétrie, dont les conséquences sont multiples.

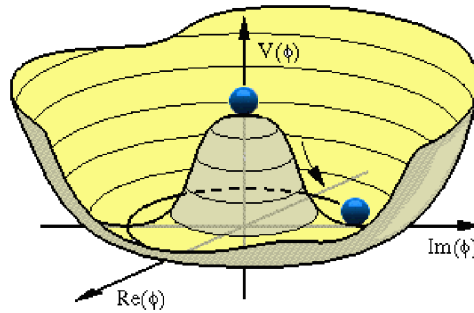


FIGURE 1.1 – Représentation du potentiel du champ de Higgs dans le modèle standard lorsque  $\lambda > 0$ . Ce potentiel (et le lagrangien) sont invariants sous une reparamétrisation de la phase du champ de Higgs, alors que les états de vide ne le sont pas : c'est l'origine de la brisure spontanée de symétrie.

Dans la théorie électrofaible, les interactions entre le champ de Higgs et les bosons vecteurs sont imposées par les invariances de jauge. Du fait de la brisure de symétrie, avec un champ de Higgs dans son état fondamental, et en choisissant la jauge unitaire, l'invariance de jauge laisse place à des termes de masse pour les bosons  $Z^0$  et  $W^\pm$ . Le photon en revanche n'interagit pas avec le champ de Higgs et reste de masse nulle :  $U(1)_Q$  est bien la symétrie résiduelle résultant de la brisure de la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Sur les quatre degrés de liberté d'un doublet de champ scalaire complexe, trois ont ainsi été absorbés pour donner une masse aux bosons électrofaibles. Le degré restant correspond à une excitation du champ de Higgs : c'est le boson de Higgs, qui est par construction un scalaire de masse  $m$ .

Enfin, les symétries de la théorie (invariances de jauge et invariance de Lorentz) autorisent la présence dans le lagrangien de couplages trilineaires entre le champ de Higgs et les champs fermioniques. Dans la mesure où des termes de masse pour les fermions ne peuvent être ajoutés directement dans le Lagrangien sous peine de briser l'invariance de jauge, ce sont ces couplages de Yukawa qui sont à l'origine de la masse des fermions par la brisure de la symétrie électrofaible.

### 1.2.6 Les familles de fermions

Six quarks et six leptons constituent l'ensemble des fermions élémentaires connus à ce jour. Compte-tenu de la structure en doublets imposée par  $SU(2)_L$ , ils s'arrangent selon trois familles ordonnées par masse. La table 1.1 résume un certain nombre de leurs propriétés. Le nombre de familles est une donnée du modèle standard, qui n'a pas de mécanisme pour l'expliquer.

Si du point de vue des interactions faibles ces familles agissent indépendamment, les couplages de Yukawa autorisent des termes mixtes, qui sont effectivement non nuls : les états propres de masse des champs de fermions sont différents de leurs états propres d'interaction. L'existence de deux bases d'états propres induit un mélange entre les familles, et est à l'origine des changements de saveur ou de la violation de la symétrie CP par les interactions faibles. Ces effets sont implémentés dans la théorie par l'action de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, [113]) dans le secteur des quarks et de la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, [117, 130]) dans le secteur des leptons.

Génération	Particule	Charge [ $e$ ]	Masse
Première	Quarks	up	2,5 MeV
		down	5 MeV
	Leptons	neutrino $e^-$	< 2 eV
		electron	511 keV
Deuxième	Quarks	charm	1,3 GeV
		strange	101 MeV
	Leptons	neutrino $\mu^-$	< 2 eV
		muon	105,7 MeV
Troisième	Quarks	top	173 GeV
		bottom	4,2 GeV
	Leptons	neutrino $\tau^-$	< 2 eV
		tau	1,8 GeV

TABLE 1.1 – Charge électrique et masse des fermions du modèle standard, organisés selon trois générations. La définition de la masse des quarks est ambiguë par nature même de l'interaction forte. Elle dépend en particulier du schéma de renormalisation utilisé pour les calculs.

## 1.3 Le boson de Higgs au LHC

### 1.3.1 Production du boson de Higgs au LHC

Au LHC, le boson de Higgs peut être produit selon plusieurs processus, dont la section efficace (dépendant de la masse du Higgs considérée) est représentée sur la figure 1.2. Ces principaux modes de production sont [88] :

- la production directe  $pp \rightarrow H$ . Bien que le Higgs ne se couple directement qu'aux fermions et aux bosons massifs, le mode dominant de production du Higgs au LHC est la fusion de gluons  $gg \rightarrow H$ , qui s'effectue *via* une boucle de quarks top. Ce processus a été calculé en incluant les corrections de QCD jusqu'au *next-to-next-to-leading order* (NNLO), où les effets de basse énergie sont resommés au *next-to-next-to-leading logarithm* (NNLL). Des corrections électrofaibles sont implémentées au NLO ;
- la production par fusion de bosons vecteurs (VBF), où le Higgs est créé par l'interaction de deux bosons électrofaibles qui sont rayonnés à partir de quarks initiaux. Ce mode présente une topologie très particulière, où les deux quarks sont émis à grande rapidité. Du fait de l'absence de connexion entre ces quarks, l'état final comporte deux jets vers l'avant, et très

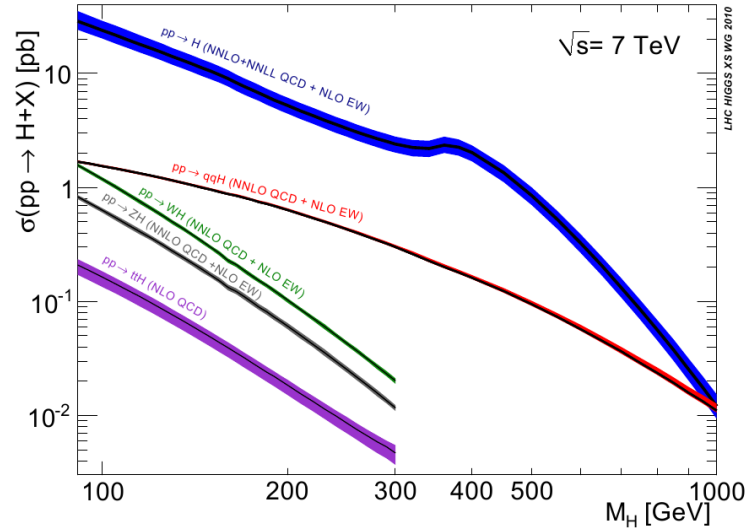


FIGURE 1.2 – Sections efficaces des processus de production du boson de Higgs au LHC (7 TeV) en fonction de sa masse supposée. Les bandes représentent les incertitudes sur le calcul de ces sections efficaces.

peu d'activité dans le reste du détecteur (hormis la désintégration du Higgs). Dans plusieurs canaux de recherche du Higgs, on peut ainsi définir des jeux de coupures spécialement adaptées à la recherche de ce mode de production. La section efficace de production VBF est calculée avec une précision NNLO ;

- la production associée à un boson électrofaible ( $W$  ou  $Z$ ). Le Higgs est ici rayonné à partir d'un boson vecteur (Higgsstrahlung). Dans ce canal également, la topologie des événements est suffisamment particulière pour que des recherches spécifiques soient menées, avec un Higgs se désintégrant dans son canal dominant à basse masse ( $b\bar{b}$ ). Cette production a été calculée avec des corrections QCD au NNLO et des corrections électrofaibles au NLO ;
- la production associée à une paire  $t\bar{t}$ . Ce mode a une section efficace deux ordres de grandeur inférieure à la production directe. Il n'est donc pas directement exploitable avant d'avoir accumulé une grande luminosité, mais à cette condition sa topologie très occupée donc assez singulière pourrait permettre de le rechercher avec une bonne efficacité. Cette section efficace est calculée avec une précision NLO.

Des diagrammes représentatifs de ces différents modes de production sont donnés sur la figure 1.3.

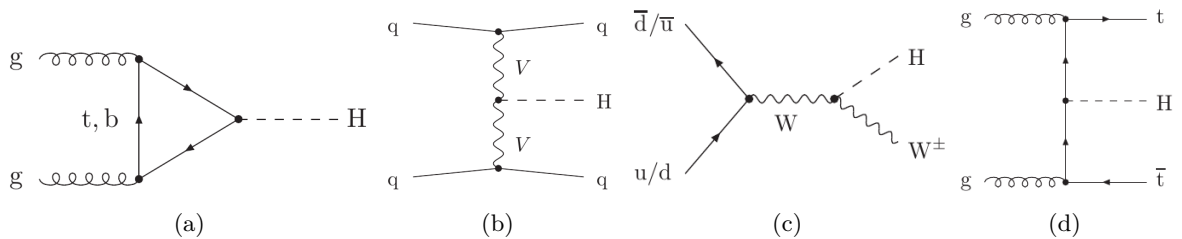


FIGURE 1.3 – Diagrammes représentatifs des différents modes de production du Higgs au LHC, tels que décrits dans le texte. (a) Fusion de gluons. (b) Fusion de bosons vecteurs. (c) Production associée à un boson électrofaible (ici  $W$ ). (d) Production associée à une paire  $t\bar{t}$ .

### 1.3.2 Canaux de recherche du boson de Higgs

De même que sa section efficace de production, les rapports d'embranchement du Higgs dans ses canaux de désintégration accessibles dépendent de sa masse. La figure 1.4 montre ainsi que son canal de désintégration dominant est  $b\bar{b}$  jusqu'à l'ouverture du seuil de  $WW$ , soit environ 150 GeV. À partir de l'ouverture du seuil du canal  $ZZ$ , les rapports d'embranchement sont d'environ 2/3 pour  $WW$  et 1/3 pour  $ZZ$  jusqu'à la borne de l'intervalle de masse étudié [88].

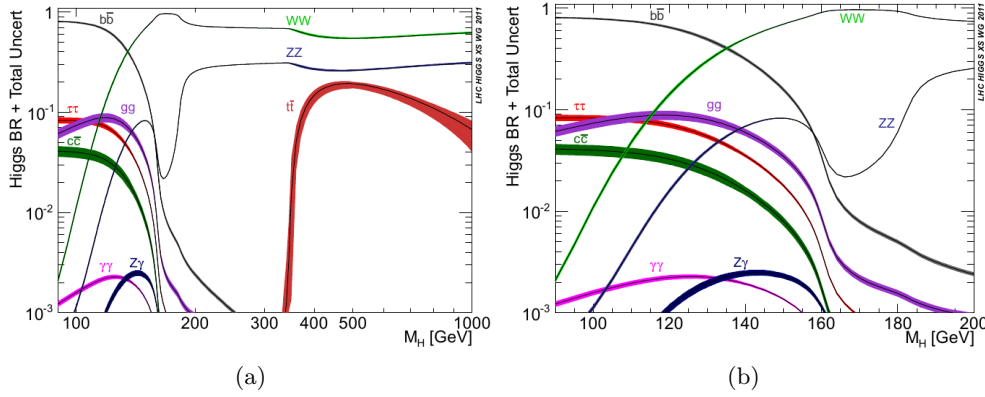


FIGURE 1.4 – Rapports d'embranchement du Higgs en fonction de sa masse, sur la plage [80 GeV – 1 TeV] (a), ou en se restreignant à la région de basse masse (b).

Les rapports d'embranchement seuls ne permettent pas de déterminer les canaux prometteurs pour la recherche du Higgs. Il faut pour cela considérer la section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement dans chacun des états finals exclusifs considérés ( $\sigma \times \text{BR}$ ). La figure 1.5 montre ce paramètre dans une partie des canaux couverts au LHC. Mais celui-ci doit encore être convolué avec l'efficacité de reconstruction de l'état final, et le rapport signal sur bruit atteint pour le canal considéré. Les canaux de recherche les plus importants au LHC sont les suivants.

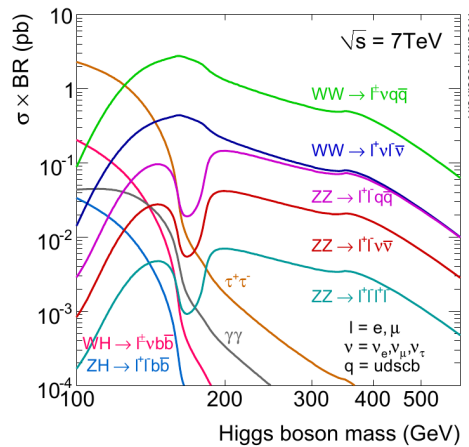


FIGURE 1.5 – Section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement du Higgs dans quelques-uns des états finals exclusifs qui sont utilisés pour sa recherche.

À basse masse et jusqu'à 130 ou 140 GeV,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  permet de reconstruire le pic de masse du Higgs avec une excellente résolution, ce qui lui confère un grand pouvoir de découverte malgré un

bruit de fond très élevé. Le boson de Higgs ne se couple pas directement au photon, mais cette désintégration s'effectue par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top ou bottom. Les canaux  $H \rightarrow \tau\tau$  et la production associée  $VH$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$  sont également considérés, mais souffrent d'une résolution bien moindre.

À partir d'environ 120 GeV, et jusqu'à plusieurs centaines de GeV, les canaux de recherche principaux sont  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  (où les leptons considérés sont les électrons et les muons).  $H \rightarrow WW$  bénéficie d'un grand  $\sigma \times \text{BR}$ , ce qui lui donne beaucoup de poids dans l'extraction de limites ; en revanche la présence des neutrinos empêche de reconstruire la masse du Higgs avec précision. *A contrario*,  $H \rightarrow 4\ell$  offre une excellente résolution sur la masse du Higgs et, du fait de la présence de quatre leptons dans l'état final, est un canal de recherche avec peu de bruits de fond. Il est ainsi qualifié de «canal en or» pour la découverte du Higgs dans la plage de masse où il est considéré.

Enfin à plus haute masse, à partir de 200 GeV, d'autres modes de désintégration de  $H \rightarrow ZZ$ , en  $\ell\ell q\bar{q}$  et  $\ell\ell\nu\nu$ , ont également une très bonne sensibilité. La résolution sur la masse du Higgs est moins critique dans cette région où sa largeur naturelle devient importante.

### 1.3.3 Contraintes sur l'existence du boson de Higgs

La quête du boson de Higgs au LHC est l'aboutissement de 30 ans de travaux dans le domaine. Aussi le travail des expériences est-il orienté par l'existence de limites de différents types à l'existence du Higgs.

#### Contraintes théoriques

La masse du boson de Higgs est au premier ordre un paramètre libre du modèle standard. Cependant, si l'on considère que le modèle standard est une bonne théorie effective jusqu'à une échelle  $\Lambda$  bien supérieure à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible, c'est-à-dire en l'absence de nouvelle physique jusqu'à cette échelle, différentes contraintes découlent de la cohérence de la théorie.

**Limite d'unitarité.** Dans le modèle standard, le boson de Higgs ne permet pas seulement de donner une masse aux champs : il sert aussi à régulariser la section efficace de diffusion de bosons  $W_L$  polarisés longitudinalement, qui sinon franchit la limite d'unitarité à haute énergie. Cependant, pour être couplé efficacement aux  $W_L$  et empêcher la violation de l'unitarité, le Higgs ne doit pas être trop lourd. Le calcul de l'amplitude de diffusion donne ainsi une limite supérieure à sa masse :  $M_H \lesssim 850 \text{ GeV}$  [133].

**Limite de trivialité.** La renormalisation de la théorie électrofaible fait dépendre le terme d'auto-couplage du Higgs,  $\lambda$ , de l'échelle d'énergie considérée. En particulier un pôle de Landau apparaît, c'est-à-dire une énergie à laquelle  $\lambda$  diverge et la théorie n'est plus perturbative. La valeur du pôle dépendant de la masse du Higgs, on obtient une contrainte supérieure sur la masse en fonction de l'énergie  $\Lambda$  jusqu'à laquelle le modèle standard est considéré valide. La figure 1.6 montre ainsi la limite obtenue en fonction de l'échelle  $\Lambda$ .

**Limite de stabilité du vide.** La renormalisation de  $\lambda$  fait également apparaître une limite inférieure sur la masse du Higgs. En effet, pour que le potentiel du Higgs ait un minimum, il faut que  $\lambda$  reste positif, ce qui n'est pas garanti quand on prend en compte les ordres supérieurs (principalement la contribution du quark top) avec un Higgs trop léger. La limite de masse ainsi dérivée est également présentée sur la figure 1.6 [110].



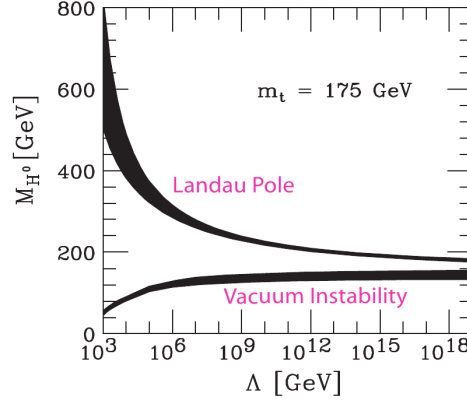


FIGURE 1.6 – Limites supérieure et inférieure sur la masse du Higgs, provenant des arguments de trivialité et de stabilité du vide respectivement, en fonction de l'échelle de validité du modèle standard  $\Lambda$  considérée. Les bandes noires reflètent les incertitudes théoriques sur les calculs aux ordres supérieurs [110].

### Contraintes expérimentales indirectes

Le modèle standard est une théorie avec assez peu de paramètres, et remarquablement prédictive dès lors que les corrections d'ordre supérieur sont prises en compte. Les corrections radiatives relient également des paramètres qui sont décorrélés à l'ordre des arbres : en particulier le boson de Higgs intervient dans les corrections des propagateurs des bosons de jauge et du quark top. La figure 1.7 montre ainsi la compatibilité dans le modèle standard entre les masses du  $W$ , du quark top et du boson de Higgs qui dérivent essentiellement des corrections aux ordres supérieurs sur le propagateur du  $W$ . Plus généralement, il est ainsi possible de réaliser un ajustement simultané de l'ensemble des mesures de précision électrofaibles, et d'en déduire des limites sur la masse du boson de Higgs.

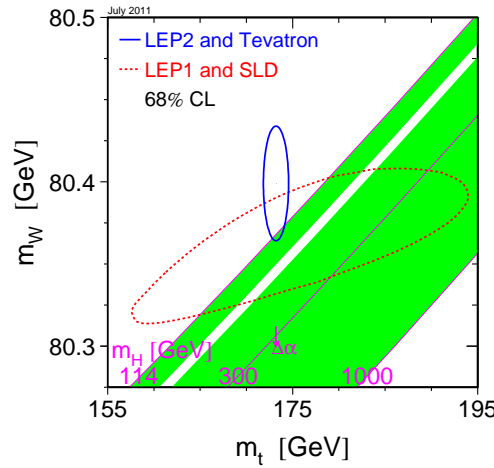


FIGURE 1.7 – Compatibilité entre les mesures des masses du  $W$  et du quark top, et les masses possibles pour le boson de Higgs [106]. En prenant en compte les mesures les plus précises disponibles à l'été 2011, les masses  $m_W$  et  $m_t$  sont comprises à 68 % de niveau de confiance dans l'ellipse bleue, tandis que les masses pas encore exclues pour le boson de Higgs à l'été 2011 sont en vert.

De tels ajustements électrofaibles sont réalisés par le LEP Electroweak Working Group [106] et la collaboration GFitter [13]. Les contraintes sur le Higgs obtenues par GFitter à l'été 2011 sont ainsi montrées sur la figure 1.8. Lorsque les limites venant des recherches directes du Higgs ne sont pas prises en compte, l'ajustement donne une masse préférée pour le Higgs de  $96^{+31}_{-24}$  GeV, masse exclue par les résultats du LEP. En incluant les limites directes (résultats finals du LEP, combinaison du Tevatron à l'été 2011, et résultats d'ATLAS et de CMS de l'hiver 2011), l'ajustement donne  $M_H = 120^{+12}_{-5}$  GeV.

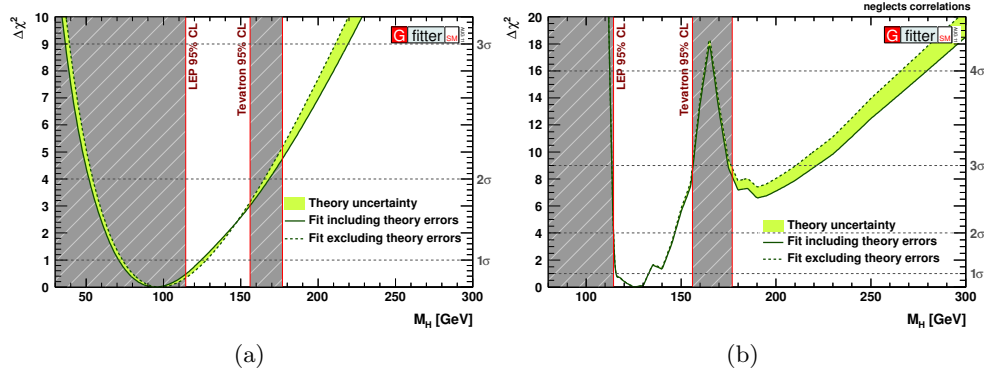


FIGURE 1.8 – Résultats de l'ajustement électrofaible réalisé par GFitter en excluant (a) ou intégrant (b) les limites directes de la recherche du Higgs au LEP, au Tevatron et au LHC. Les résultats de l'ajustement sont donnés par rapport au minimum de  $\chi^2$ .

### Contraintes expérimentales directes

Le boson de Higgs a été recherché dans des collisions  $e^+e^-$  au LEP jusqu'à une énergie  $\sqrt{s} = 209$  GeV. Le mode de recherche dominant était le Higgsstrahlung  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ . La combinaison des résultats des quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL a permis de poser une limite à 95 % de niveau de confiance  $M_H > 114,4$  GeV.

Les recherches du Higgs dans les expériences D0 et CDF auprès du Tevatron exploitent un très grand nombre de canaux de recherche. Le fait que ce soit un collisionneur  $p\bar{p}$  et son énergie  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV font que les modes les plus sensibles sont la production associée ( $WH$  et  $ZH$ ) pour  $M_H < 135$  GeV, et  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  au-delà. La figure 1.9 montre les limites d'exclusion combinées des recherches au Tevatron telles qu'obtenues à l'été 2011, c'est-à-dire avant le commencement de l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons présentée dans cette thèse. Jusqu'à  $8,6\text{ fb}^{-1}$  de données ont ainsi été analysées [36], et la région  $156\text{ GeV} < M_H < 177\text{ GeV}$  est exclue à 95 % de niveau de confiance, alors que la zone d'exclusion attendue était de 148 GeV à 180 GeV.

Enfin le boson de Higgs a été recherché avec les premières données du LHC, dans l'ensemble des canaux décrits précédemment. À titre d'exemple, la combinaison des résultats des expériences ATLAS et CMS, réalisée à l'automne 2011 avec jusqu'à  $2,3\text{ fb}^{-1}$  de données analysées [12], est présentée sur la figure 1.10. La région de 146 GeV à 443 GeV est exclue à 95 % de niveau de confiance à l'exception de trois petites régions. Les limites d'exclusion attendues étaient de 124 à 520 GeV.

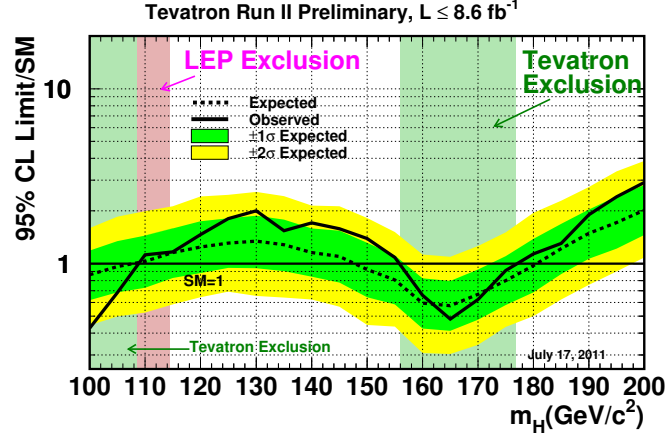


FIGURE 1.9 – Limites d'exclusion du Higgs au Tevatron à l'été 2011. La courbe pleine représente la section efficace exclue à 95 % de niveau de confiance, divisée par la section efficace prédite dans le modèle standard. La région  $156 \text{ GeV} < M_H < 177 \text{ GeV}$  est exclue à 95 % de niveau de confiance.

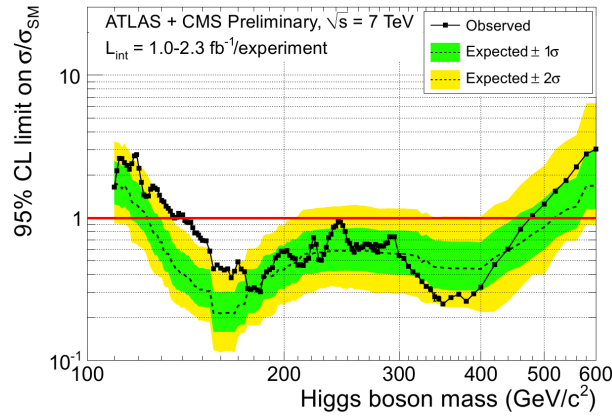


FIGURE 1.10 – Limites d'exclusion du Higgs au LHC avec l'analyse des  $2,3 \text{ fb}^{-1}$  de données enregistrées jusqu'à l'été 2011. À l'exception de trois petites régions entre 220 et 320 GeV, l'ensemble de l'intervalle 146-443 GeV est exclu à 95 % de niveau de confiance.

## 1.4 Le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$

### 1.4.1 Phénoménologie du signal

Parmi les canaux de recherche du Higgs au LHC, le mode en quatre leptons joue un rôle particulier : du fait de l'excellente résolution des expériences sur l'énergie et les directions des électrons et des muons, il permet une reconstruction très fine de la masse du boson. Les résolutions typiques attendues à basse masse sont ainsi de 1 GeV.

Le rapport d'embranchement du canal quatre leptons, présenté multiplié par la section efficace de production sur la figure 1.5, est calculé au NLO pour les corrections électrofaibles et QCD, avec prise en compte des diagrammes dominants à deux boucles, par l'outil Prophecy4f [22, 23]. Compte-tenu de son  $\sigma \times \text{BR}$ , le canal  $ZZ \rightarrow 4\ell$  est compétitif pour la recherche du Higgs des basses ( $\sim 120$  GeV) jusqu'aux hautes masses ( $\sim 500$  GeV). L'incertitude sur la production du Higgs en quatre leptons est dominée par la connaissance de la section efficace de production du Higgs par fusion de gluons, et est d'environ 15-20 % [88].

Outre le fait qu'un état final avec quatre leptons représente en soi une signature très claire avec assez peu de bruits de fond, la présence de deux bosons  $Z$  donne à ce canal une topologie particulière. Les quatre leptons sont associés en deux paires dont les masses invariantes sont dans le pic du  $Z$  dès lors que la masse du Higgs dépasse le seuil  $2m_Z$ . Lorsque la masse du Higgs est inférieure à  $2m_Z$ , il s'avère que l'un des bosons  $Z$  est essentiellement sur sa couche de masse, tandis que l'autre est tout à fait hors couche de masse. Cependant à mesure que la masse du Higgs tend vers de très basses valeurs ( $\sim 120$  GeV), ce comportement est moins tranché : même la paire de leptons de plus haute masse invariante a une probabilité non négligeable d'être hors couche de masse. La figure 1.11 illustre ainsi cette répartition des masses entre les paires de leptons pour trois valeurs de masse de Higgs.

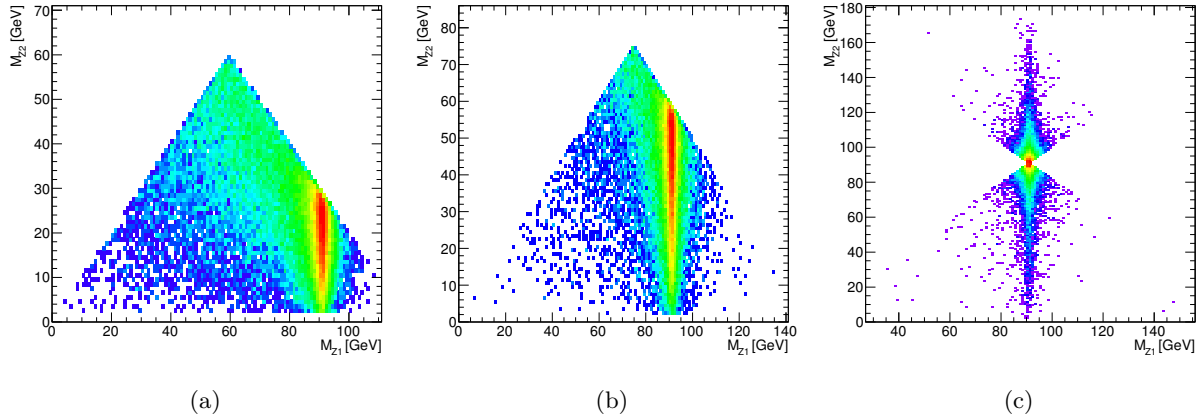


FIGURE 1.11 – Masses invariantes des deux paires de leptons (notées  $M_{Z1}$  et  $M_{Z2}$ ) pour des simulations de Higgs à 120 GeV (a), 150 GeV (b) et 260 GeV (c) réalisées avec PYTHIA [139]. La paire étiquetée 1 est celle de masse invariante la plus proche de  $m_Z$ .

La distribution de l'impulsion transverse du Higgs est calculée au NLO et NNLL grâce au programme HqT [85]. Les simulations Monte Carlo telles que POWHEG [8, 124] utilisées dans les analyses de recherche sont repondérées en fonction de ce calcul, comme le montre la figure 1.12. Cela affecte indirectement les distributions de  $p_T$  des leptons ou de masse invariante des paires, et a un impact global d'ordre 1–2 % sur les acceptances.

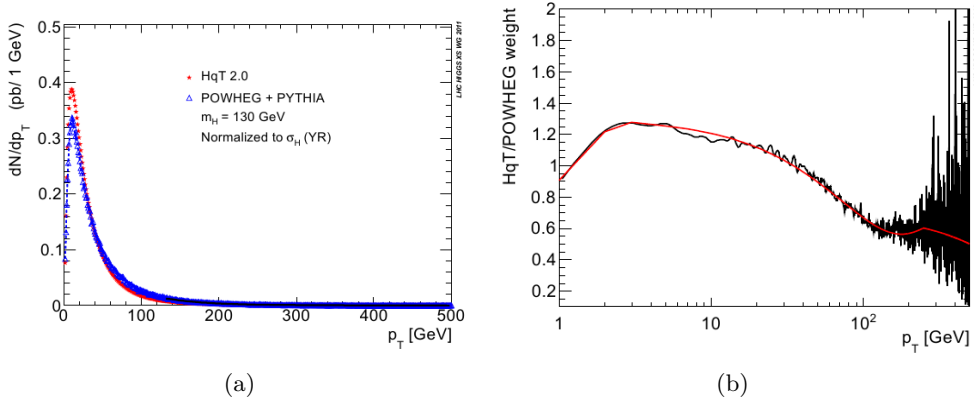


FIGURE 1.12 – (a) Comparaison entre le spectre en  $p_T$  du Higgs tel que prédit par l’outil HqT ou le générateur POWHEG, utilisé dans ATLAS. (b) Rapport de ces prédictions : la différence pour les petites impulsions transverses va jusqu’à 30 % [89].

### 1.4.2 Les fonds au Higgs en 4 leptons

La signature très claire offerte par le canal 4 leptons limite le nombre de bruits de fond physiques à considérer dans l’analyse. Cependant, compte-tenu des faibles sections efficaces en jeu et du petit nombre d’événements ainsi attendu, ils doivent être maîtrisés avec une bonne précision pour éviter toute mauvaise interprétation des données. Ces fonds se divisent en trois catégories : le fond dit irréductible de la production de dibosons  $ZZ$  dans le modèle standard, les fonds mettant en jeu des leptons provenant de désintégrations semi-leptoniques de quarks de saveurs lourdes, et les fonds mettant en jeu des hadrons identifiés à tort comme des leptons.

#### Le fond irréductible $ZZ$

Le fond principal au Higgs en 4 leptons est la production de paires de bosons  $Z$  dans le modèle standard : il est en grande partie irréductible par ses états finals similaires à ceux du Higgs, avec deux paires de leptons isolés. Cependant, à la différence du canal de désintégration du Higgs, l’interférence  $Z/\gamma$  est à prendre en compte.

Ainsi, si la production de  $ZZ$  est au LO réalisée par les diagrammes doublement résonants  $q\bar{q} \rightarrow ZZ$  dans la voie  $t$ , le NLO est caractérisé par la prise en compte de diagrammes simplement résonants dans la voie  $s$  (bremsstrahlung interne). C’est ce que montre la figure 1.13.

Comme le montre la figure 1.14, la production  $gg \rightarrow ZZ$  commence à l’ordre NNLO et fait intervenir des diagrammes avec des boîtes de quarks. Les termes principaux en sont connus *via* les programmes MCFM [31] et GG2ZZ [19], et jouent un rôle faible mais non négligeable au-dessus du seuil  $ZZ$ .

Au total, la section efficace des processus  $ZZ \rightarrow 4\ell$  est d’environ 5,3 fb, déterminée à 8 % près, pour des coupures cinématiques réalistes :  $m_{Z1} > 50$  GeV,  $m_{Z2} > 12$  GeV,  $p_T(\ell) > 5$  GeV,  $|\eta(\ell)| < 2,5$ .

Une autre différence entre le signal et le fond irréductible  $ZZ$  vient de ce que le Higgs est une particule scalaire. Les distributions angulaires de la désintégration de  $ZZ$ , qui est principalement produit par  $q\bar{q} \rightarrow ZZ$  dans la voie  $t$ , sont donc différentes de celles du signal.

La figure 1.15 montre comme exemple les distributions de l’angle entre les partons de l’état initial et le système  $ZZ$  pour un Higgs de 300 GeV et le fond irréductible. Alors que le boson scalaire se manifeste par une distribution plate, la production  $ZZ$  en voie  $t$  favorise les émissions à petit angle.

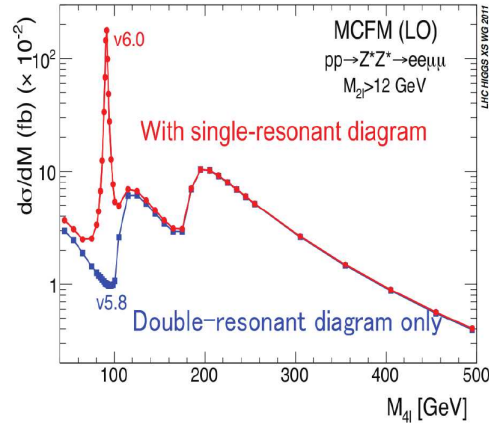


FIGURE 1.13 – Masse invariante des 4 leptons dans la production  $(Z/\gamma)(Z/\gamma)$  du modèle standard avec le programme MCFM, si l'on se limite au LO (courbe bleue) ou si l'on ajoute le NLO (courbe rouge). L'inclusion de l'ordre supérieur a un effet sur toute la région à basse masse, avant l'ouverture du seuil  $ZZ$ .

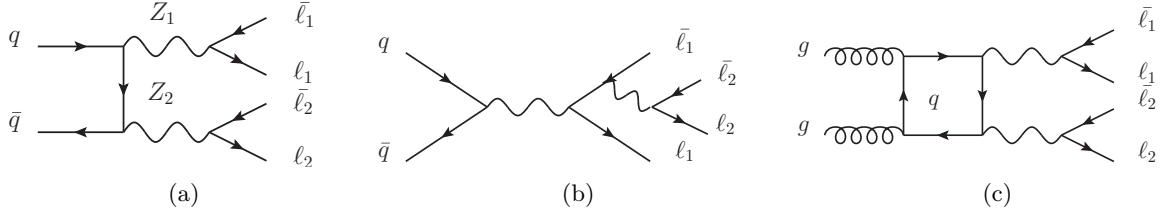


FIGURE 1.14 – Diagrammes caractéristiques de la production du bruit de fond réductible dans la voie  $t$  (a), la voie  $s$  (b), et par fusion de gluons (c). Le diagramme de la voie  $t$  est du point de vue des générateurs d'ordre inférieur à celui de la voie  $s$ , car les deux désintégrations  $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$  et la production  $q\bar{q} \rightarrow ZZ$  y sont (au premier ordre) factorisables.

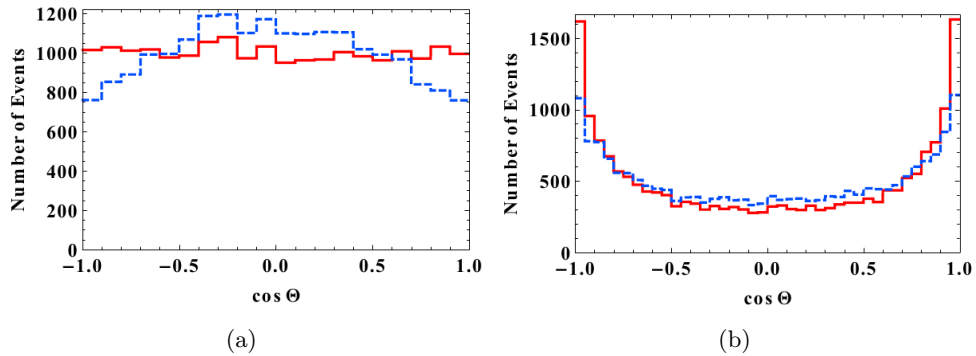


FIGURE 1.15 – Distribution de l'angle polaire des partons initiaux dans le référentiel de repos du système  $ZZ$ , pour un Higgs de masse 300 GeV (a), et le fond irréductible autour de cette masse invariante (b). Les courbes rouges et bleues sont ces distributions respectivement avant et après application d'un jeu de coupures sur les leptons. [98]

L'analyse des distributions angulaires dans les événements 4 leptons peut ainsi augmenter la performance des recherches du boson de Higgs par des méthodes multivariées.

### Les fonds réductibles $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$

Un autre type de bruit de fond au Higgs en 4 leptons est constitué de processus dont l'état final comporte 4 leptons, comprenant deux leptons isolés de haute impulsion, et deux leptons provenant de désintégrations semi-leptoniques de quarks lourds (essentiellement des  $b$ ). Les événements de ce type viennent des processus  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  (lorsque les deux  $W$  se désintègrent en leptons).

Le spectre en  $p_T$  des leptons provenant des désintégrations des quarks de saveurs lourdes dérive directement du spectre des jets dont ils sont issus, et qui décroît rapidement avec  $p_T$ . Aussi ces fonds jouent-ils un rôle pour les recherches du Higgs à basse masse, avant l'ouverture du seuil  $ZZ$ .

L'efficacité avec laquelle les analyses peuvent réduire ces fonds provient de la capacité du détecteur à mesurer ce qui fait la spécificité de ces leptons :

**Paramètre d'impact :** comme ils sont issus de la désintégration de hadrons qui ont une certaine durée de vie, les leptons acquièrent un paramètre d'impact mesurable par rapport au vertex primaire. Ils peuvent alors être éliminés soit directement par une coupure sur ce paramètre d'impact, soit par une tentative infructueuse d'ajuster dans un vertex commun les quatre leptons des événements. La résolution des trajectographes sur les paramètres d'impact est ici de première importance.

**Isolation :** une désintégration semi-leptonique d'un hadron donne d'autres produits qu'un lepton et un neutrino. Par conséquent il y a généralement une certaine activité dans le détecteur autour de ces leptons. Ils peuvent donc être réduits par des coupures d'isolation, soit dans les trajectographes, soit dans les calorimètres.

Le fond constitué des paires de quarks top, en plus de posséder deux leptons issus de désintégrations de quarks  $b$ , n'a pas de résonance au pic du  $Z$  pour ses deux leptons isolés : la distribution de masse invariante de ces leptons est relativement plate. Sa contribution au fond total dépend donc presque linéairement de la fenêtre en masse qui est autorisée pour le premier  $Z$  (sur couche de masse).

De même que le fond irréductible  $ZZ$ , la production de paires de top est bien contrôlée théoriquement et expérimentalement (à environ 10 % [59]). Le processus  $Zb\bar{b}$  en revanche est *a priori* moins bien maîtrisé : la production de quarks de saveurs lourdes en association avec des bosons vecteurs présente une phénoménologie particulière, qui sera abordée à la section 1.5. Par exemple la mesure de  $W + b$  au Tevatron [1], dont la section efficace est plus élevée d'un facteur 2 que celles des prédictions NLO, montre que des incertitudes importantes subsistent sur ce type de processus.

Ainsi, avant d'étudier  $Zb\bar{b}$  comme fond au Higgs en 4 leptons, nous allons nous intéresser à la mesure de sa section efficace. La luminosité accumulée par ATLAS en 2010 ne permettait pas de réaliser cette mesure, mais était suffisante pour obtenir de premiers résultats sur le processus  $Z + b$ , qui permet déjà de contraindre  $Zb\bar{b}$  et son calcul théorique. La première mesure de section efficace du processus  $Z + b$  sera détaillée dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

### Les fonds réductibles $Z$ +jets

La dernière catégorie de bruits de fond au Higgs en 4 leptons comprend des hadrons identifiés à tort comme leptons par les détecteurs. Si les taux de faux leptons sont trop faibles pour que le fond QCD multijets joue un rôle, les événements avec un  $Z$  et deux jets reconstruits comme leptons sont, eux, importants.

De même que pour les fonds  $t\bar{t}$  et  $Zb\bar{b}$ , le spectre en  $p_T$  de ces « leptons » décroît rapidement, et le fond en  $Z$ +jets n'a d'importance qu'à basse masse, avant l'ouverture du seuil  $ZZ$ .

Les jets identifiés à tort comme électrons possèdent une trace dans les trajectographes appariée avec un dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques, par exemple *via* un pion faisant un échange de charge avec un proton. Pour les muons, il s'agit plutôt de désintégrations en vol de pions ou kaons chargés. Dans tous les cas, la réjection du fond  $Z$ +jets passe donc par l'application de critères d'isolation dans les trajectographes et les calorimètres. Pour les électrons, il est aussi possible d'appliquer des critères de formes de gerbes plus stricts.

## 1.5 Phénoménologie du processus $Z + b$

### 1.5.1 Les fonctions de distribution de partons

Comme il a été annoncé au paragraphe 1.2.3, le comportement non perturbatif de la QCD à basse énergie empêche de l'utiliser directement pour décrire la structure d'un proton. Les calculs des interactions proton-proton au LHC reposent en fait essentiellement sur deux ingrédients [32].

Le premier est le modèle des partons, qui a pour origine l'étude des interactions fortement inélastiques (DIS, par exemple  $e - p$ ). Il postule que dans le cas où l'énergie du hadron incident est grande (plus précisément en se plaçant dans un référentiel où le moment du hadron est infini), une interaction se produit sur un temps trop court pour faire intervenir des phénomènes collectifs. Un seul gluon, ou un seul quark (de valence ou de la mer) est ainsi concerné par l'interaction ; les autres constituants du proton sont spectateurs. Ce modèle suppose également que les impulsions transverses des partons dans le nucléon sont négligeables.

On peut alors paramétriser le comportement d'un proton en termes de fonctions de densité de partons (PDF), qui décrivent phénoménologiquement les probabilités d'émission d'un quark ou d'un gluon emportant une certaine fraction de l'énergie du hadron (notée  $x$ ). Lorsque l'on tente d'utiliser le modèle des partons à des ordres supérieurs, l'émission de gluons par les partons donne lieu à des divergences logarithmiques ; celles-ci sont renormalisées en faisant intervenir une échelle, dite de factorisation ( $\mu_F$ ), caractéristique du processus étudié. L'évolution des PDF en fonction de l'échelle d'énergie est alors logarithmique et se calcule avec les équations DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi, [10, 90, 104, 116]).

L'évolution des PDF suivant  $x$  n'est en revanche pas calculable analytiquement. Leur détermination repose sur des ajustements effectués sur des séries de données qui mettent en jeu les fonctions de structure du proton : principalement DIS sur cible fixe ou en collisionneur  $e - p$ , mais aussi des mesures de précision en collisionneurs hadroniques (dijets au Tevatron). De nombreux jeux de PDF sont disponibles, qui diffèrent par la méthode d'ajustement utilisée, le nombre de paramètres en jeu, et les séries de données prises en compte. Les plus courants sont CTEQ [115], MSTW [120], HERA [3], ou encore NNPDF [15]. La gamme d'énergie du LHC permet d'accéder à de nouveaux domaines dans les PDF : grande énergie et petit  $x$ , comme le montre la figure 1.16.

Le second ingrédient pour le calcul des interactions proton-proton est l'utilisation du théorème de factorisation. Celui-ci montre que le calcul de la section efficace d'un processus  $pp \rightarrow X$  peut se décomposer en l'extraction de partons des protons d'une part (effets « à longue distance »), et en l'interaction dure entre ces partons pour former l'état final d'autre part (effets « à courte distance ») [91] :

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \quad (1.1)$$

où  $f_a$  et  $f_b$  sont les PDF des partons  $a$  et  $b$ , et  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$  est la section efficace partonique du processus dur, évaluée à l'énergie  $x_a x_b \sqrt{s}$ .

Processus dur et PDF ne sont cependant pas entièrement décorrélés : en effet pour obtenir un calcul cohérent à un ordre de perturbation donné (par exemple au *next to leading-order*, NLO), il faut que tous soient évalués à cet ordre, en utilisant la même échelle de renormalisation.



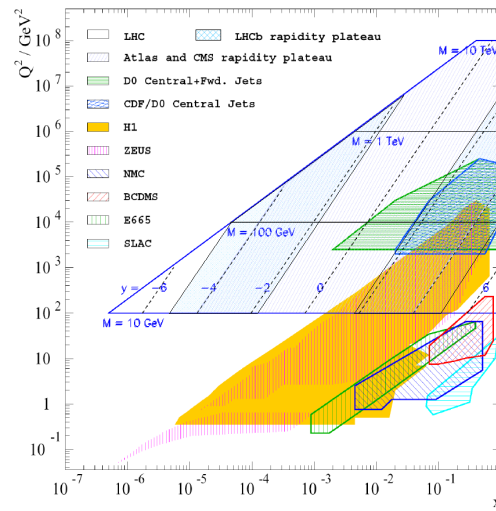


FIGURE 1.16 – Représentation dans le plan  $(x, \mu)$  de l'espace des phases accessible à différentes expériences. Le LHC couvre un vaste domaine encore inexploré à haute énergie et petit  $x$ .

### 1.5.2 La génération du processus $Z + b$

Le modèle des partons tel que présenté au paragraphe précédent est tout à fait adapté aux calculs faisant intervenir des quarks légers ( $u, d, s$ ) ou des gluons. En revanche les quarks  $c$  et  $b$ , du fait de leur masse de quelques GeV, ne rentrent pas naturellement dans ce modèle. En particulier, leur masse est une échelle supplémentaire dans les processus qui les font intervenir, et les calculs perturbatifs doivent *a priori* en tenir compte.

La détermination de PDF pour les quarks lourds est pourtant importante dans la mesure où, en plus d'intervenir dans des processus comme  $Z + b$ , qui sera étudié dans le chapitre 5, elles influent aussi sur les PDF des quarks légers et des gluons du fait de l'existence de règles de sommes sur les PDF, règles qui transcrivent simplement la conservation de la probabilité et de l'impulsion [14].

Différentes prescriptions existent pour faire intervenir les quarks lourds dans les calculs de section efficace de QCD. Les deux les plus simples ont des approches opposées [118].

**Schéma à nombre de saveurs variable :** ce schéma étend le modèle des partons aux quarks lourds de la façon suivante. Soit un quark lourd  $h = c$  ou  $b$ ; il est considéré comme découplé aux échelles d'énergie  $\mu < m_h$ , et intervient dans les équations d'évolution comme un quark léger additionnel (de masse nulle) pour  $\mu > m_h$  [81, 82]. Cette approche, schématisée sur la figure 1.17a, est la plus naturelle et est une bonne approximation à haute énergie ( $\mu \gg m_h$ ). En revanche, du fait de l'approximation  $m_h = 0$ , elle devient de moins en moins fiable à mesure que l'énergie descend vers le seuil, où en particulier les corrections d'ordre supérieur ne sont pas sous-dominantes. Le générateur Monte Carlo au LO SHERPA [101], qui sera utilisé pour la simulation d'événements dans l'analyse  $Z + b$ , utilise ce schéma pour obtenir des quarks  $b$  dans l'état initial, avec cependant une renormalisation de  $x$  qui prend en compte la masse du quark et permet une meilleure description de la cinématique aux énergies proches du seuil [137].

**Schéma à nombre de saveurs fixe :** afin de prendre en compte correctement les effets de seuil et de cinématique liés à la masse des quarks lourds, on ne considère de PDF que pour les quarks légers et les gluons. La présence d'un quark lourd dans l'état initial d'un processus dur est alors générée par un processus explicite de *gluon splitting*. Cette approche, schématisée sur la figure 1.17b, permet de traiter de manière cohérente la masse des quarks tout au long des calculs. En particulier la région du seuil  $\mu \sim m_h$  est bien décrite. En revanche, cette méthode ne bénéficie pas

de la resommation des radiations de gluons intégrée dans les PDF : sa décomposition perturbative contient des termes de la forme  $\alpha_s^n \log^n(m_h/\mu)$  qui empêchent une bonne convergence à haute énergie. Un autre inconvénient pratique de cette approche est qu'elle est d'un ordre supérieur en  $\alpha_s$  par rapport à l'utilisation d'une PDF, du fait du *gluon splitting* ; cela complique donc le calcul des corrections d'ordre supérieur. Le schéma à nombre de saveurs fixe est utilisé pour la génération du processus  $Z + b$  par le générateur Monte Carlo au LO ALPGEN [119], également employé dans l'analyse  $Z + b$ , où une PDF à quatre saveurs est utilisée (le quark  $c$  est considéré de masse nulle).

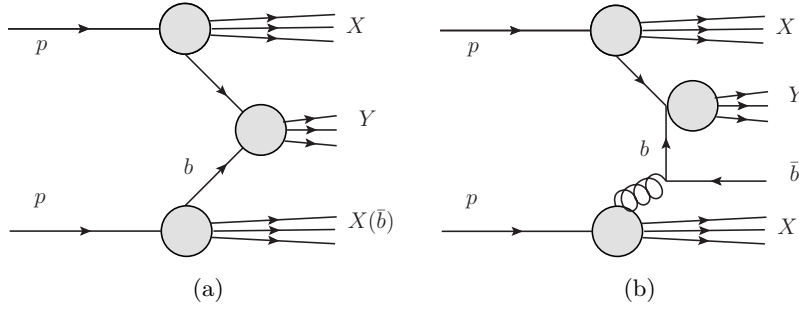


FIGURE 1.17 – Participation d'un quark  $b$  à l'état initial d'un processus dur  $pp \rightarrow Y$  : (a) suivant un schéma qui utilise une PDF pour les quarks  $b$ , (b) dans un schéma à nombre de saveurs fixe  $n_f \leq 4$ , où il est obtenu par un *gluon splitting*. Dans le premier cas, l'antiquark correspondant n'est pas résolu et fait partie des fragments du proton, dans l'autre la prise en compte de la masse des quarks permet de calculer son émission.

Les deux approches présentées ici ont chacune leurs problèmes dans des gammes d'énergie différentes, et sont ainsi complémentaires. La présence du boson  $Z$  dans le processus  $Z + b$  donne une échelle d'énergie naturelle  $\mu \sim M_Z$ , qui se situe dans un régime intermédiaire pour les deux approches.

Il a été montré [80] qu'il est en fait possible de combiner ces deux approximations de manière cohérente. On peut utiliser une PDF pour les quarks lourds et un théorème de factorisation, avec une prescription de calcul valable à tous les ordres de perturbation et telle que :

- les calculs soient équivalents à ceux du schéma à nombre de saveurs fixe près du seuil  $\mu \sim m_h$  ;
- on retrouve le comportement asymptotique du schéma à nombre de saveurs variable pour  $\mu \gg m_h$  ;
- la transition entre les deux régimes soit douce.

Formellement cette méthode consiste à ajouter les diagrammes des deux approches (figures 1.17a et 1.17b) et à soustraire leur recouvrement. Cette procédure est en fait suffisamment générique pour que diverses prescriptions de calcul coexistent. La figure 1.18 représente ainsi la fonction de structure du quark  $c$  déterminée par plusieurs de ces approches, qui interpolent entre les comportements du schéma à nombre de saveurs fixe et du schéma à nombre de saveurs variable. Un comportement tout à fait similaire est attendu pour le quark  $b$ , la différence avec le quark  $c$  du point de vue de la fonction de structure étant essentiellement sa masse plus élevée (4,2 GeV contre 1,3 GeV dans le schéma  $\overline{\text{MS}}$ ).

Le calculateur de sections efficaces au NLO MCFM [29, 30], dont la prédiction sera comparée à la mesure de section efficace de  $Z + b$ , utilise ainsi une prescription nommée S-ACOT [114]. Celle-ci permet d'effectuer les calculs avec un quark  $b$  de masse nulle, ce qui facilite la détermination de la section efficace au NLO. L'erreur liée à cette approximation est de l'ordre de :

$$\frac{1}{\ln(M_Z/m_b)} \times \frac{m_b^2}{p_T^2} \quad (1.2)$$

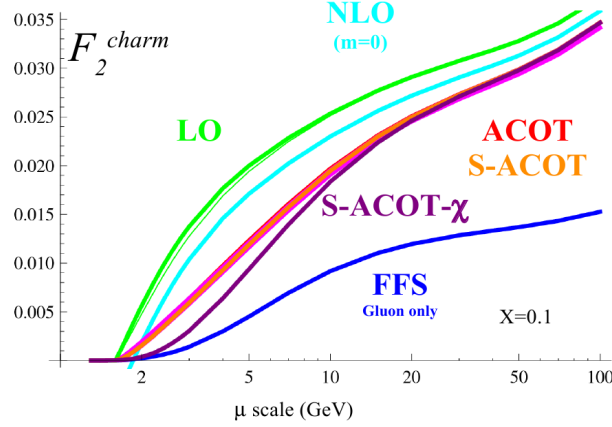


FIGURE 1.18 – Comparaison qualitative de la fonction de structure du quark  $c$  déterminée par différentes approches : schéma à nombre de saveurs variable (LO et NLO), schéma à nombre de saveurs fixe (FFN), et différents schémas interpolant ces comportements extrêmes (ACOT, S-ACOT et S-ACOT- $\chi$ ) [127].

où  $p_T$  est l'impulsion transverse du quark, soit environ 1 % pour un quark d'impulsion 25 GeV.

Une autre prescription proche utilise un facteur d'échelle sur la fraction d'énergie emportée par les quarks lourds :  $x \rightarrow \chi = x(1 + 4m_b^2/\mu^2)$ , ce qui permet une meilleure description de la cinématique au niveau du seuil. Nommée ACOT- $\chi$  [142], cette méthode est utilisée pour la détermination des PDF des quarks lourds dans les dernières versions de la bibliothèque CTEQ [123].

De même que le théorème de factorisation ne s'applique de manière cohérente qu'en utilisant des PDF calculées au même ordre de perturbations que le processus dur considéré, le choix d'un schéma pour les quarks lourds par un générateur Monte Carlo s'accompagne de l'utilisation de PDF déterminées d'une manière compatible.

### 1.5.3 Génération d'états finals $Z$ +jets

L'étude du processus  $Z + b$  met principalement en jeu des événements présentant un boson  $Z$  et des jets dans l'état final (quelle que soit leur saveur). Or la représentation de ces processus par les générateurs Monte Carlo présente des difficultés.

La génération d'un événement se déroule en étapes successives ; les étapes centrales sont le calcul d'un processus dur par éléments de matrices, et l'utilisation d'algorithmes de gerbes de partons pour créer des jets à partir des partons de l'état final. Le problème vient de ce que ces deux étapes ne sont pas réellement factorisables : en particulier la génération d'un événement avec plusieurs jets dans l'état final fait intervenir différentes échelles d'énergie (correspondant essentiellement aux impulsions des partons émis), dont certaines sont accessibles dans les gerbes de partons. Un événement à  $n$  jets peut ainsi être généré par un calcul d'éléments de matrice avec  $n$  partons dans l'état final, ou bien  $n - 1$  partons dans l'état final, avec l'un d'eux émettant un rayonnement dur à grand angle dans l'étape de gerbe de partons.

De manière simplifiée, on peut considérer que les calculs d'éléments de matrice représentent correctement la cinématique globale des événements, tandis que les algorithmes de gerbes de partons décrivent correctement la structure des jets (par leur approche phénoménologique de la fragmentation des partons) et les émissions à petit angle.

Plusieurs approches existent ainsi pour combiner de manière cohérente éléments de matrice et gerbes de partons, en évitant les double-comptages. Les deux générateurs utilisés dans l'analyse  $Z + b$ , ALPGEN et SHERPA, implémentent deux algorithmes différents [109].

**La procédure CKKW [35]** implémentée dans SHERPA, commence par regrouper en jets les partons initiaux et finals du processus dur : deux partons  $i$  et  $j$  appartiennent à deux jets différents si leur impulsion transverse relative, définie par :

$$k_{\perp}^{(ij)2} = 2 \min \left( p_{\perp}^{(i)}, p_{\perp}^{(j)} \right)^2 \left[ \cosh(\eta^{(i)}\eta^{(j)}) - \cos(\phi^{(i)} - \phi^{(j)}) \right] \quad (1.3)$$

est supérieure à une certaine valeur critique  $k_{\perp,0}^2$ . L'élément de matrice se voit alors assigner un poids, pour prendre en compte des termes qui apparaîtraient si l'ensemble des jets étaient générés dans la gerbe de partons. Ce poids comprend une pondération des vertex par la valeur de  $\alpha_s$  évaluée à l'échelle d'énergie qui y est en jeu, et une pondération des lignes internes par des facteurs de forme de Sudakov, qui décrivent la probabilité de ne pas émettre de rayonnement distinguable additionnel le long de ces lignes. La transition avec la gerbe de partons se fait alors en choisissant pour ces étapes des conditions initiales appropriées et en appliquant un *veto* sur l'émission de rayonnement plus dur que la coupure  $k_{\perp,0}$ . Cette procédure CKKW est essentiellement identique dans le cas où les partons considérés sont des quarks  $b$  ou  $c$  : les différences ne sont que techniques et permettent de prendre en compte correctement leurs masses.

**La procédure MLM [34]** est utilisée par ALPGEN. Elle calcule des éléments de matrice avec une coupure sur la séparation angulaire entre les partons finals  $R_{min}$  et une autre sur leur énergie minimale  $E_T^{min}$ . L'algorithme de gerbe de partons est alors appliqué sans restrictions. Un algorithme de recherche de jets basé sur une taille de cône de  $R_{min}$ , et une énergie minimum  $E_T^{min}$ , est appliqué sur l'état final de cette étape. Un appariement est alors réalisé entre les partons de l'élément de matrice et les jets reconstruits. Un événement n'est gardé que si chaque parton de l'élément de matrice est apparié à un jet, et réciproquement. L'unique exception est le cas où le nombre de partons qui peuvent être calculés par éléments de matrice est atteint : des jets supplémentaires dans l'état final sont alors autorisés. Du fait du schéma à nombre de saveurs fixe utilisé pour la génération des événements  $Z + b$ , la génération de quarks  $b$  dans l'état final dans ALPGEN doit se faire essentiellement sans coupure. Ces quarks sont donc exclus du processus d'appariement de l'élément de matrice et de la gerbe de partons : la procédure MLM n'est appliquée qu'aux gluons et aux quarks légers.



## Chapitre 2

# Le LHC et le détecteur ATLAS

### Sommaire

---

2.1	Le LHC . . . . .	34
2.2	Le détecteur ATLAS : présentation générale . . . . .	37
2.3	Le champ magnétique . . . . .	38
2.4	Le détecteur interne . . . . .	39
2.5	Les calorimètres . . . . .	44
2.6	Le spectromètre à muons . . . . .	52
2.7	Les détecteurs vers l'avant . . . . .	55
2.8	Le système de déclenchement . . . . .	56

---

## 2.1 Le LHC

### 2.1.1 Introduction

Le *Large Hadron Collider* ou LHC [93] est un collisionneur proton-proton installé au CERN, à Genève, dans le tunnel creusé initialement pour le LEP (*Large Electron Positron Collider*). Le projet du LHC, initié au milieu des années 80, a été approuvé en 1994, et l'installation de l'accélérateur a commencé après le démantèlement du LEP en 2000. Son énergie nominale de  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans le centre de masse est liée à son programme de physique. Celui-ci est en effet centré autour de l'exploration de la physique à l'échelle du TeV, avec en particulier en ligne de mire la recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques, ou de tout autre signe de nouvelle physique.

Ce programme de recherche a été celui du collisionneur proton-antiproton Tevatron pendant toute sa durée de fonctionnement à 1,96 TeV. Avec l'arrêt de cet accélérateur le 30 septembre 2011 après 25 ans de fonctionnement, le LHC en assure la relève, explorant aujourd'hui la gamme d'énergie accessible à  $\sqrt{s} = 7$  TeV avant de parvenir à son énergie nominale dans les années à venir.

### 2.1.2 Présentation de l'accélérateur

Le LHC est sectionné en huit octants, représentés sur la figure 2.1 : les points de collisions possibles sont situés au milieu de ces octants. Quatre sont occupés par les expériences du LHC : le point 1 et le point 5 par les deux grands détecteurs généralistes ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), et CMS (*Compact Muon Solenoid*) respectivement. Au point 8 est installée une expérience spécialisée dans la physique du *B*, LHCb (*LHC beauty experiment*), et l'expérience dédiée aux ions lourds, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), se situe au point 2.

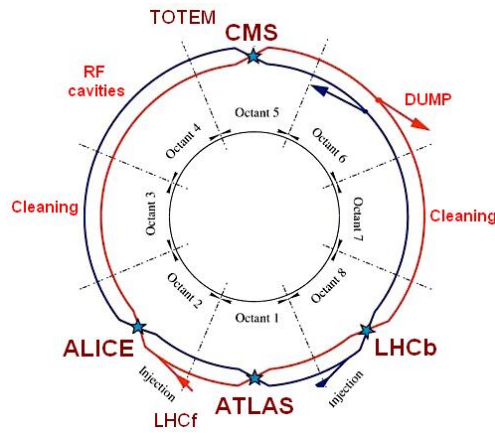


FIGURE 2.1 – Schéma des octants de l'accélérateur, indiquant l'emplacement des expériences.

Deux autres expériences sont installées à grande distance ( $\sim 150$  m) des points de collision, de manière à étudier la physique de la diffraction : il s'agit de TOTEM (*TOTAL Cross-Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC*) près de CMS et de LHCf (*LHC forward experiment*) près d'ATLAS.

La figure 2.1 indique également l'usage des autres octants. Le secteur 4 contient les cavités radiofréquences qui permettent d'accélérer les protons. La zone d'extraction des faisceaux, utilisée à la fin d'une prise de donnée ou dès qu'un problème est détecté, est dans le secteur 6.

Le LHC n'est que le dernier maillon d'une chaîne d'accélérateurs visant à amener les protons à une énergie de 7 TeV. L'ensemble des accélérateurs du CERN est représenté sur la figure 2.2. Créés par ionisation de dihydrogène, les protons sont d'abord accélérés par le LINAC 2 jusqu'à 50 MeV. Ils sont alors injectés dans le booster où leur énergie est montée à 1,4 GeV, avant d'être transférés

dans le *Proton Synchrotron* ou PS, qui les porte à 25 GeV et sculpte les trains de paquets. Enfin, le *Super Proton Synchrotron* ou SPS les accélère jusqu'à 450 GeV. Leur injection dans le LHC s'effectue via deux lignes de transfert, qui permettent d'obtenir deux faisceaux circulant en sens opposés.

Le LHC est également utilisé pour des programmes de recherche utilisant des collisions d'ions lourds (collisions plomb-plomb). Le début de la chaîne d'accélération est alors distinct de celui des protons : avant d'être injectés dans le PS, les ions sont accélérés par le LINAC3, accumulés dans le LEIR (*Low Energy Ion Ring*), et épluchés pour obtenir des ions  $^{208}\text{Pb}^{82+}$ .

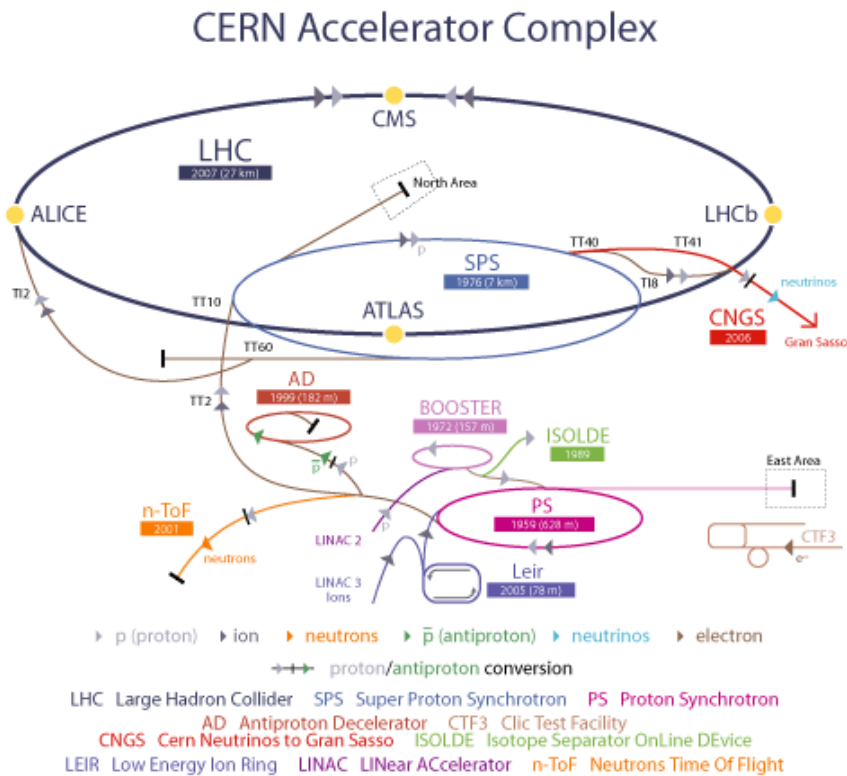


FIGURE 2.2 – Schéma du complexe des accélérateurs du CERN. Les parcours des protons et des ions destinés au LHC sont représentés en gris clair et foncé, respectivement.

Dans le LHC, la trajectoire des protons est contrôlée par un ensemble de 9593 aimants, pour la plupart supraconducteurs et refroidis à 1,9 K par de l'hélium liquide superfluide. Parmi les aimants, les 1232 dipôles, capables de produire un champ de 8,33 Tesla, sont chargés de donner aux protons leur trajectoire circulaire. Les aimants quadripolaires principaux (au nombre de 392) contrôlent la largeur des faisceaux en les focalisant ou défocalisant dans les plans horizontal ou vertical. Les aimants restants sont de types variés, et ont pour but de corriger des effets d'ordre supérieur sur la trajectoire et la forme des faisceaux, et de focaliser ceux-ci au niveau des points de collisions.

En fonctionnement nominal, les faisceaux sont composés de 2808 paquets de protons, chacun de longueur 7,55 cm et de largeur  $16,7 \mu\text{m}$  au niveau des points de collision. Les paquets ne sont pas régulièrement espacés, mais forment des trains de 72 paquets, au sein desquels ils sont séparés de 25 ns. Les espaces entre les trains ont pour origine des contraintes liées au remplissage de l'accélérateur ou à l'extraction des faisceaux.



### 2.1.3 Détermination de la luminosité

Du point de vue des expériences, la performance du collisionneur se mesure par la luminosité instantanée  $\mathcal{L}$  qu'il est capable de délivrer. Celle-ci est en effet reliée, pour un processus quelconque de section efficace  $\sigma$ , à son taux de production  $\frac{dN}{dt}$  :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma \quad (2.1)$$

À l'opposé, du point de vue de la machine, la luminosité est calculable en fonction des paramètres des faisceaux, par :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f N_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.2)$$

où :

- $n_1$  et  $n_2$  sont les nombres de protons par paquet dans les deux faisceaux ;
- $f$  est la fréquence de révolution des paquets (11245 Hz) ;
- $N_b$  est le nombre de paquets de protons (par faisceau) rentrant en collision au point considéré ;
- $\sigma_{x,y}$  sont des grandeurs caractéristiques des faisceaux au point de collision.

En première approximation  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont les largeurs des faisceaux. Cependant, dans la mesure où la largeur des faisceaux varie continûment avec la fonction bêatron  $\beta$ , où les collisions ont lieu avec un angle de croisement, et où les interactions faisceau-faisceau influent localement sur ces largeurs, la détermination précise de la luminosité ne peut se faire *ab initio*.

Les détecteurs TOTEM et ALFA permettront à terme d'effectuer un étalonnage absolu de la luminosité par la mesure des amplitudes de diffusion vers l'avant des protons. Jusqu'à présent, celle-ci a été étalonnée en 2010 et 2011 par la méthode dite des scans de Van der Meer. Cette procédure consiste à mesurer le taux d'interaction en fonction de la séparation transverse des faisceaux. Un ajustement gaussien est ensuite effectué pour déterminer la taille transverse des paquets. Dans le même temps, une mesure précise des courants induits par les faisceaux permet de remonter au nombre de protons en circulation. Ces scans de Van der Meer faisant l'objet de prises de données particulières, ces mesures doivent ensuite être extrapolées aux collisions de physique par des détecteurs spécifiques dans chaque expérience.

Compte-tenu de la grande section efficace inélastique totale ( $\sim 70$  mb, [58]), plusieurs interactions proton-proton se produisent en moyenne à chaque croisement de faisceau. Ainsi, à la luminosité nominale de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , un événement de haute énergie est en moyenne accompagné de 22 interactions inélastiques qui peuvent en perturber la mesure. Ce phénomène est appelé empilement (*pile-up*).

### 2.1.4 Paramètres de fonctionnement du LHC

Le LHC a été conçu pour fonctionner à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, et 2808 paquets par faisceau. Cependant, suite à l'incident du 19 septembre 2008, il a été montré qu'il est trop dangereux dans l'état actuel de tenter de faire fonctionner le LHC à cette énergie [122]. Après le redémarrage du LHC à l'automne 2009 et les premières collisions à l'énergie d'injection (900 GeV), il a été décidé de tourner en 2010 et 2011 à la moitié de l'énergie nominale, avec des paquets de protons espacés de 50 ns. La prise en main progressive de la machine par les ingénieurs a permis d'accroître régulièrement la luminosité instantanée. L'expérience accumulée pendant ces deux années a également montré qu'il était possible de monter sans danger l'énergie du LHC à 8 TeV, et que, dans le but de maximiser la luminosité intégrée en 2012, il convient de garder des paquets de protons espacés de 50 ns.

Les performances nominales de l'accélérateur ( $\sqrt{s} = 13 - 14$  TeV,  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , avec des paquets de protons espacés de 25 ns) seront atteintes après un long arrêt du LHC en 2013 – 2014 afin de mettre à niveau certains de ses systèmes.

La table 2.1 compare les grandeurs caractéristiques des faisceaux entre les différentes périodes de prise de données et les valeurs nominales. Les conditions de fin d'année sont prises comme représentatives de l'ensemble des données dans la mesure où, sur un an, une proportion importante de la luminosité intégrée est accumulée sur les deux derniers mois.

	fin 2010	fin 2011	Nominal
$E_{\text{cm}}(\text{TeV})$	7	7	14
$n$	368	1380	2808
$N_b$	$1,2 \times 10^{11}$	$1,35 \times 10^{11}$	$1,15 \times 10^{11}$
$\Delta t_{\text{paquets}} (\text{ns})$	150	50	25
$\beta^* (\text{m})$	3,5	1	0,55
$\epsilon (\mu\text{m rad})$	2,5	2	3,75
$\mathcal{L} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$	$2 \times 10^{32}$	$3,3 \times 10^{33}$	$10^{34}$
$\langle \mu \rangle$	3,7	17	23

TABLE 2.1 – Comparaison des grandeurs caractéristiques des faisceaux entre les différentes périodes de prise de données et les conditions nominales.  $\epsilon$  est l'émittance des faisceaux, grandeur caractéristique de leur largeur.  $\beta^*$  est la valeur de la fonction bêatron au point de collision, elle représente le degré de focalisation atteint.  $\langle \mu \rangle$  est le nombre moyen d'interactions proton-proton par croisement de faisceau à la luminosité maximale. Deux des paramètres ( $N_b$  et  $\epsilon$ ) sont déjà meilleurs que les valeurs nominales.

## 2.2 Le détecteur ATLAS : présentation générale

ATLAS est avec CMS l'un des deux détecteurs généralistes auprès du LHC. Placé au point de collisions n°1, à 90 m sous terre, c'est un détecteur  $4\pi$  de forme cylindrique, mesurant environ 44 m de long pour 25 m de haut. Il est composé d'une partie centrale, le tonneau, fermée de part et d'autre par deux bouchons.

Le détecteur ATLAS [46] est schématisé sur la figure 2.3. Ses sous-détecteurs principaux s'organisent en couches depuis le point d'interaction vers l'extérieur :

- un détecteur interne, lui-même divisé en trois sous-détecteurs. Il assure la trajectographie des particules chargées dans le volume central. Un champ magnétique solénoïdal courbe les trajectoires et permet la mesure précise des impulsions. Il sera présenté plus en détails à la section 2.4 ;
- des calorimètres, chargés de la mesure des énergies des particules chargées et neutres. Ils sont subdivisés en une partie électromagnétique, qui permet de mesurer précisément les énergies des électrons et des photons, et une partie hadronique, qui absorbe la plupart des gerbes de particules et permet la bonne reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante. Ils seront détaillés à la section 2.5 ;
- un spectromètre à muons, baigné dans un champ magnétique toroïdal, et présenté au paragraphe 2.6. C'est la nécessité d'un grand bras de levier pour réaliser la mesure précise des impulsions des muons qui donne à ATLAS sa taille gigantesque.

Du fait de la géométrie du détecteur, le système de coordonnées utilisé dans l'expérience est cylindrique. Il est construit à partir du repère cartésien défini par :

- L'origine  $O$  au centre du détecteur ;
- L'axe  $x$  horizontal dirigé vers le centre du LHC ;
- L'axe  $y$  vertical dirigé vers le haut ;
- L'axe  $z$  dans l'axe du faisceau, choisi pour obtenir un repère direct.

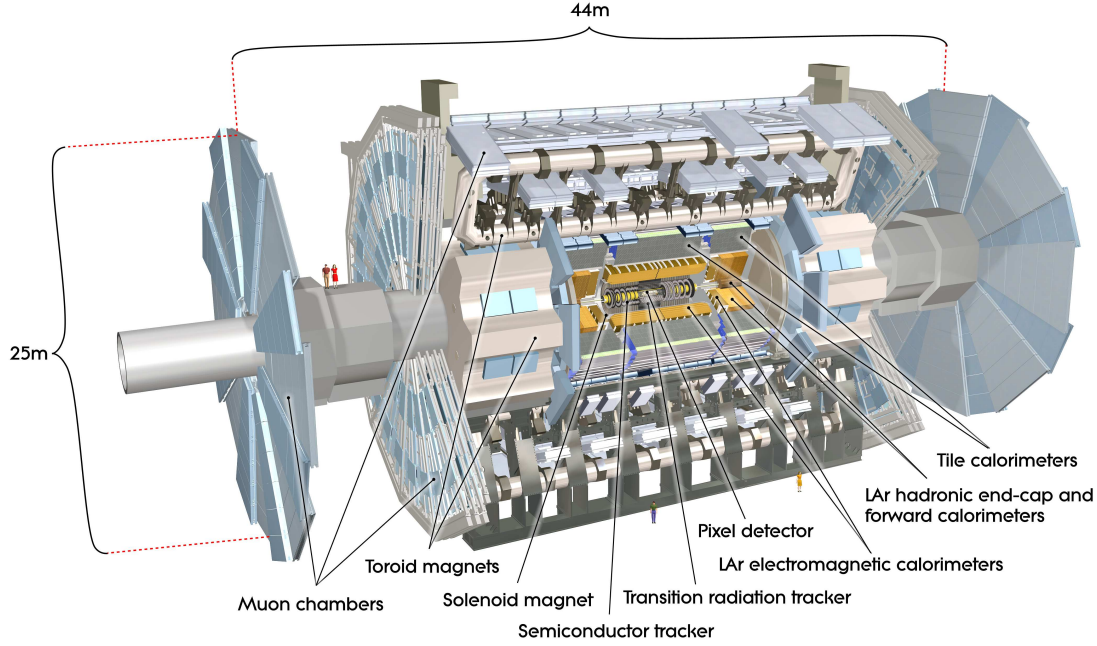


FIGURE 2.3 – Schéma du détecteur ATLAS.

Le système de coordonnées sphériques équivalent utilise un angle azimuthal  $\phi$  dans le plan transverse ( $xOy$ ) avec pour origine  $y = 0$ , et un angle  $\theta$  qui est défini par rapport à l'axe  $z$ . On utilise généralement à la place de  $\theta$  la pseudo-rapacité  $\eta$  définie par :

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.3)$$

Les deux raisons de ce choix sont que la pseudo-rapacité est l'approximation à masse nulle de la rapidité  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ , et que la densité de particules provenant de collisions inélastiques est raisonnablement constante par unité de pseudo-rapacité dans la partie centrale du détecteur.

## 2.3 Le champ magnétique

Afin de mesurer avec une grande précision les impulsions et les charges des particules chargées, les volumes du trajectographe et du spectromètre à muons d'ATLAS sont baignés dans un champ magnétique [43]. L'une des originalités d'ATLAS consiste en le choix d'un champ toroïdal pour le spectromètre. Le champ magnétique est créé par quatre aimants supraconducteurs refroidis à 4,5 K, représentés sur la figure 2.4a :

- un solénoïde central, situé entre le trajectographe et le calorimètre électromagnétique, et représenté en bleu. Parcouru par un courant d'intensité 7,73 kA, il produit un champ magnétique axial d'intensité 2 T dans sa partie centrale de 5,8 m de long, ce qui courbe la trajectoire des particules selon  $\phi$ . Il a été conçu pour minimiser la quantité de matière morte en amont du calorimètre, et ne représente en effet que 0,66  $X_0$  en incidence normale ;
- la partie tonneau (en gris sur la figure 2.4a) et les deux parties bouchon (en rouge) du toroïde à air s'étendent sur 26 m de long pour 22 m de diamètre. Parcourus par un courant d'intensité 22,3 kA, ils fournissent un champ moyen d'environ 1 T dans le tonneau et 0,5 T dans les bouchons pour la mesure des impulsions des muons. Ceux-ci voient leur trajectoire déviée selon  $\eta$ .

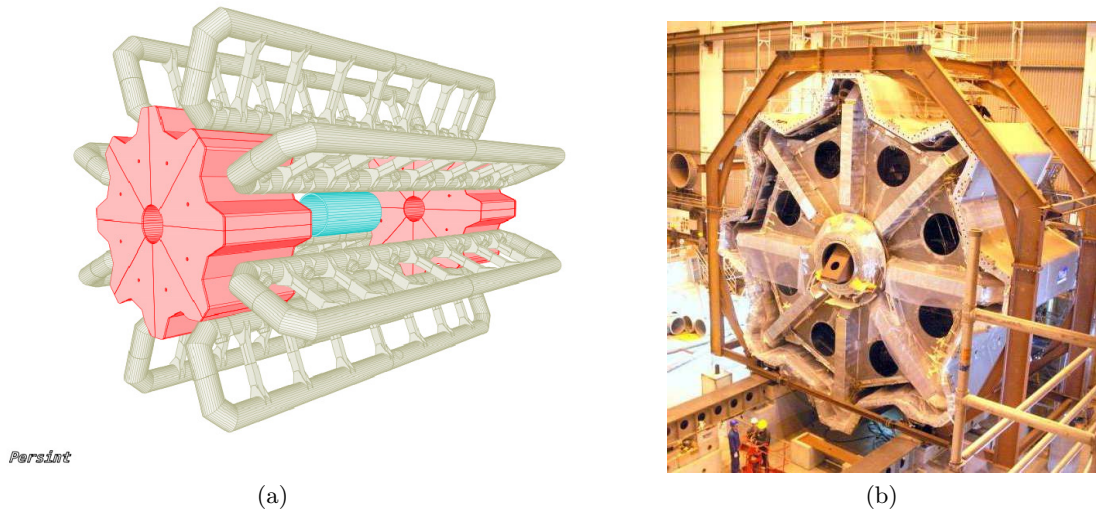


FIGURE 2.4 – (a) Représentation du système magnétique : solénoïde en bleu, cryostats des huit bobines de la partie tonneau du toroïde en gris, et cryostats des bouchons du toroïde en rouge. (b) Vue d'un des cryostats des bouchons ouvert, laissant apercevoir les huit bobines supraconductrices.

La présence de matériaux magnétiques dans l'immense volume couvert par le toroïde, ainsi que le recouvrement entre les champs du tonneau et des bouchons, engendrent un champ résultant assez inhomogène. Son intégrale est connue avec une précision meilleure que 0,5% grâce à un calcul de Biot et Savart, auquel sont ajoutées les contributions des perturbations magnétiques, et qui est ancré sur les mesures d'environ 1700 sondes de Hall réparties sur le spectromètre.

## 2.4 Le détecteur interne

Le détecteur interne (ID) d'ATLAS [41, 42] est le sous-système chargé de la trajectographie des particules chargées. Placé à l'intérieur du solénoïde, il est au plus proche du point d'interaction, et baigne dans un champ axial de 2 T. De dimensions 6,2 m de longueur pour 2,1 m de diamètre, il couvre la région  $|\eta| < 2,5$ . Sa capacité à reconstruire les trajectoires des particules chargées d'impulsion transverse supérieure à 400 MeV lui fait jouer un rôle déterminant dans :

- la mesure précise des impulsions, des charges et des paramètres d'impact des particules chargées ;
- la reconstruction des vertex primaires et secondaires ;
- l'étiquetage des quarks  $b$  ou des leptons  $\tau$  ;
- la discrimination entre électrons et photons.

Ses performances doivent être maintenues lors du fonctionnement du LHC à haute luminosité, lorsque l'empilement des interactions produit des centaines de traces dans le détecteur.

Le détecteur interne est composé de trois sous-systèmes concentriques, composés chacun d'une partie tonneau et de deux bouchons, et représentés sur la figure 2.5. Du point d'interaction vers l'extérieur, on trouve ainsi :

- au centre, le détecteur à pixels ;
- le détecteur silicium à micro-pistes, ou SCT ;
- le détecteur à rayonnement de transition, ou TRT.

La figure 2.6 détaille l'agencement des modules de ces sous-systèmes dans la partie tonneau et les bouchons. Les trajectoires de trois particules émises à des pseudo-rapidités différentes sont également indiquées pour montrer l'enchaînement des sous-détecteurs traversés.

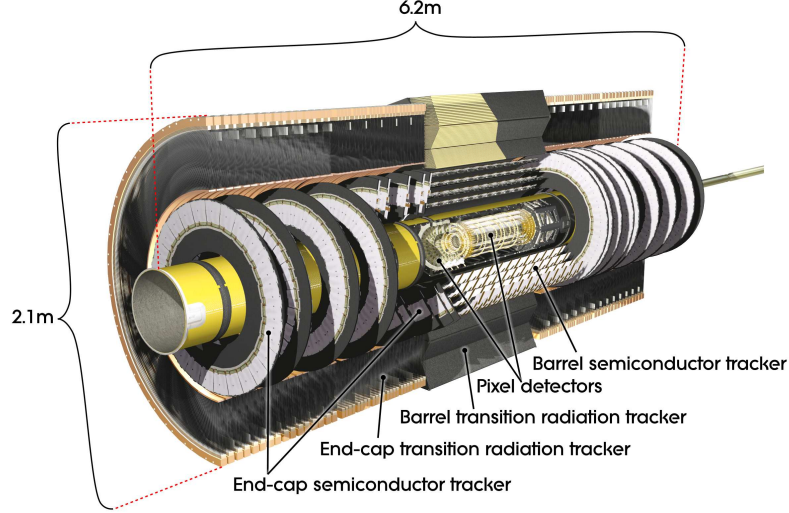


FIGURE 2.5 – Schéma du détecteur interne, montrant l'agencement de ses trois sous-systèmes.

Sa localisation au plus près du point d'interaction implique qu'il doit être résistant aux radiations. Bien que cette contrainte ait été prise en compte lors de la conception, et que les détecteurs à pixels et à micro-pistes fonctionnent à environ  $-7^{\circ}\text{C}$  pour en atténuer les effets, ses performances de lecture se dégradent à haute intensité et avec l'accumulation de la luminosité (son temps de vie étant estimé à  $300\text{ fb}^{-1}$  [33]). Afin de compenser ces pertes d'efficacité, une nouvelle couche de détection interne (*Insertable B-Layer*) lui sera ajoutée lors du long arrêt du LHC qui aura lieu en 2013–2014. Le détecteur interne doit également être le plus fin possible (en terme de  $X_0$ ) pour minimiser les conversions et la perte d'énergie en amont des calorimètres.

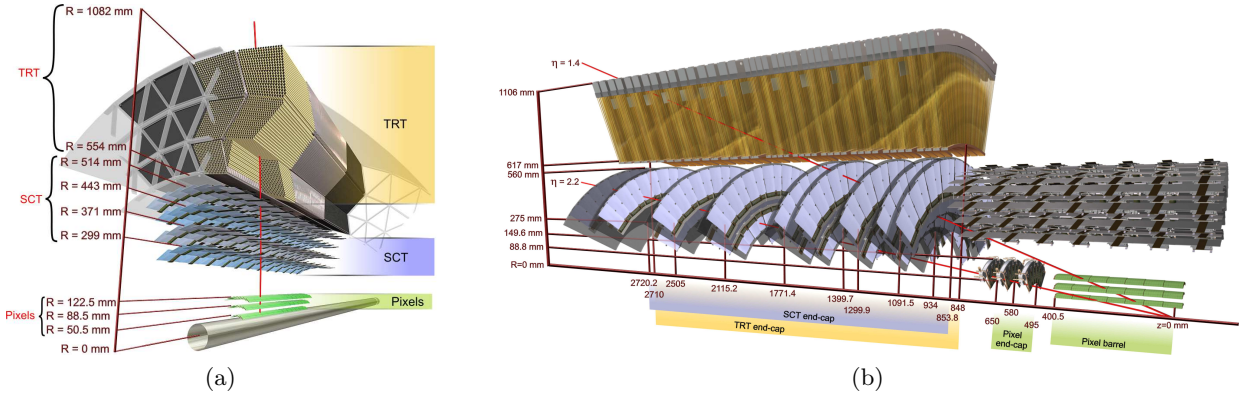


FIGURE 2.6 – Localisations des différents modules du détecteur interne dans la partie tonneau (a) et bouchons (b), tels que traversés par des particules de 10 GeV à  $\eta = 0, 1.4$  et  $2.2$  (traits rouges).

### 2.4.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le système le plus proche du point de collision. Il doit avoir une très bonne résolution spatiale pour reconstruire avec précision les vertex primaire et secondaire, en particulier dans le plan ( $R$ - $\phi$ ) où la résolution joue un rôle primordial pour l'étiquetage des jets de saveurs lourdes. Sa résolution est ainsi de  $10\text{ }\mu\text{m}$  sur la coordonnée  $\phi$ , et de  $150\text{ }\mu\text{m}$  sur la seconde coordonnée ( $z$  pour le tonneau,  $R$  pour les bouchons).



Pour couvrir la région  $|\eta| < 2,5$ , il est composé dans la partie tonneau de trois cylindres concentriques situés à 50,5, 88,5 et 122,5 mm de l'axe du faisceau. Chaque bouchon a pour sa part trois disques centrés sur l'axe du faisceau, et éloignés du centre du détecteur de 49,5, 58 et 65 cm. Au total, il possède 1744 modules à semi-conducteurs, segmentés en 47232 pixels de taille  $50 \times 400 \mu\text{m}$ . Il possède donc plus de 80 millions de voies de lecture.

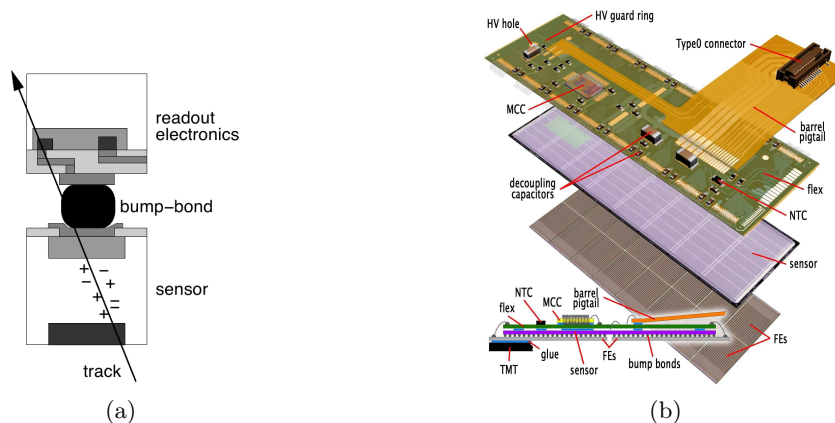


FIGURE 2.7 – (a) Schéma du principe de fonctionnement d'un pixel. (b) Architecture d'un module de pixels.

La figure 2.7 présente le schéma de fonctionnement d'un pixel. La zone active est constituée d'un semi-conducteur au silicium enrichi en oxygène pour augmenter sa résistance aux radiations [94]. Le passage d'une particule chargée crée des paires électrons-trou. Les électrons sont collectés sur une électrode, et le signal est transmis via une bille d'indium à l'électronique de lecture frontale. La mesure d'un courant supérieur au seuil signale le passage d'une particule.

### 2.4.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT)

Le SCT fonctionne avec la même technologie de semi-conducteur au silicium que le détecteur à pixels, mais la surface de détection est ici segmentée en bandes au lieu de pixels pour limiter le nombre de voies de lecture à un nombre raisonnable, autour de 6,2 millions, pour une surface de détection totale de 63 m<sup>2</sup>.

Pour assurer la couverture du détecteur à  $|\eta| < 2,5$ , avec au moins quatre points de mesure par particule chargée, les modules du SCT sont répartis en quatre cylindres concentriques dans la partie tonneau (situés à 299, 371, 443, et 514 mm de l'axe du faisceau), et neuf disques (répartis entre 85,4 et 272 cm du centre du détecteur) dans chaque bouchon. Les disques sont composés de une à trois couronnes concentriques de modules trapézoïdaux en fonction de leur éloignement.

Comme le montre la figure 2.8, chaque module est composé de deux plans (avec deux surfaces de détection par plan), collés dos-à-dos avec un angle de  $\pm 20$  mrad par rapport à leur centre géométrique. Cet angle entre les pistes permet d'obtenir la résolution requise dans la direction  $z$  (tonneau) et dans la direction  $R$  (bouchons). Chaque plan de détection, d'une surface d'environ  $6 \times 13 \text{ cm}^2$ , est segmenté en 770 pistes de 12 cm de long pour 80  $\mu\text{m}$  de large. La résolution spatiale du SCT est ainsi de 17  $\mu\text{m}$  en  $\phi$ , et de 580  $\mu\text{m}$  en la seconde coordonnée.

### 2.4.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le détecteur à rayonnement de transition est le dernier sous-système du détecteur interne. Contrairement au détecteur à pixels et au SCT qui mesurent les particules jusqu'à  $|\eta| = 2,5$ , sa couverture se limite à  $|\eta| = 2,0$ . C'est un détecteur à pailles, qui utilise des tubes à dérive

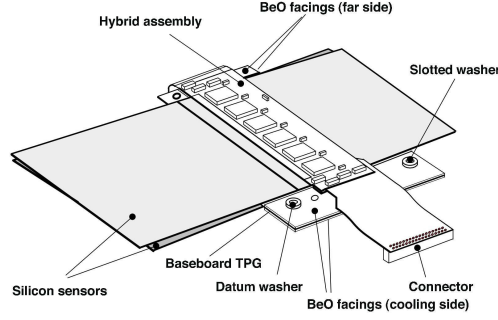


FIGURE 2.8 – Schéma d'un module du SCT. Les deux plans de détection sont décalés de 40 mrad entre eux.

en polyamide de 4 mm de diamètre, dont l'anode est un fil de tungstène plaqué or de 31  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux composé de Xe (70%), de  $\text{CO}_2$  (27%) et de  $\text{O}_2$  (3%), porté à une surpression de 5-10 mbar. Leur paroi, qui sert de cathode, est portée à une tension de -1530 V ; le fil d'anode est relié à l'électronique de lecture.

Entre les pailles est placé du polypropylène, sous forme de fibres dans le tonneau et de feuilles dans les bouchons. Ce matériau permet d'augmenter les rayonnements de transition. En effet, le TRT collecte non seulement les électrons de minimum d'ionisation dus au passage des particules chargées, mais également les électrons issus de l'absorption par le mélange gazeux des photons de transition (X mous) émis lors de la traversée de milieux d'indices optiques différents. Comme l'énergie émise en rayonnement de transition par une particule chargée dépend de son facteur de Lorentz  $\gamma$ , le TRT est dans un mode de fonctionnement à deux seuils : le seuil bas (0,2 keV) signe le passage de toute particule chargée, tandis que le seuil haut (5,5 keV) signale plutôt une particule de grand facteur de Lorentz.

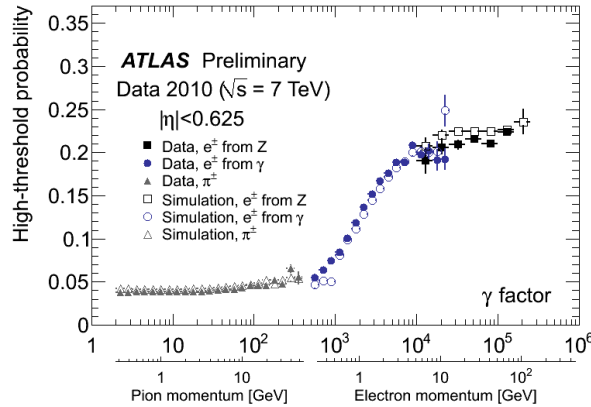


FIGURE 2.9 – Probabilité de déclenchement du seuil haut pour une paille du TRT, en fonction du facteur de Lorentz, pour les électrons et des pions. La simulation du détecteur est également comparée aux données prises en 2010 [62].

Le TRT peut donc être utilisé pour la réjection des pions et l'identification des électrons : comme pour une même impulsion un électron a un facteur de Lorentz environ 270 fois plus grand qu'un pion, la probabilité qu'il déclenche le seuil haut est bien plus élevée. Cette probabilité est représentée sur la figure 2.9, qui montre qu'électrons et pions sont dans des régimes bien séparés.

Les pailles du TRT mesurent 144 cm de long et sont disposées parallèlement à l'axe du faisceau dans le tonneau. Dans les bouchons, où elles mesurent 37 cm, elles sont disposées radialement et

regroupées en 20 disques, chacun comprenant huit couches juxtaposées. Du fait de cette disposition, l'information sur la position fournie par le TRT est essentiellement unidimensionnelle. La résolution par tube est de  $130\mu\text{m}$  dans le plan ( $R$ - $\phi$ ). Cette valeur, grande par rapport aux résolutions du détecteur à pixels et du SCT, est compensée par le nombre de points de mesure : 36 en moyenne pour une particule dans l'acceptance  $|\eta| < 2$ , avec un minimum à 22 dans la région de transition ( $0,8 < |\eta| < 1,0$ ). Le TRT est ainsi utilisé pour la détection des vertex de désintégration des particules à grande durée de vie ( $K_S^0$  et  $\Lambda$ ).

#### 2.4.4 Bilan de matière en amont des calorimètres

Idéalement, un trajectographe mesure les impulsions des particules qui le traversent sans les perturber, de manière à ce que les calorimètres puissent mesurer l'énergie des particules intactes. Dans la pratique, et même s'il a été conçu pour minimiser la quantité de matière présente, le détecteur interne pèse 4,5 tonnes (solénoïde compris), et les particules doivent ainsi traverser de nombreuses couches de matériaux entre le point d'interaction et les calorimètres. Ceci a diverses conséquences sur les mesures des quadrimoments et l'identification des particules, selon leur nature :

- environ 40% des photons sont convertis en paires électron-positron ;
- une partie de l'énergie des électrons est rayonnée par Bremsstrahlung, ce qui affecte également leur trajectoire ;
- une partie des pions chargés subit une interaction hadronique inélastique.

Lors du passage de particules dans la matière, les probabilités d'interaction dépendent de la nature des particules et des matériaux traversés. Pour quantifier les effets de la matière sur les particules, on la comptabilise donc en unités de longueur caractéristiques, à savoir en longueurs de radiation ( $X_0$ ) pour les interactions électromagnétiques, et en longueurs d'interaction ( $\lambda$ ) pour les interactions hadroniques. La figure 2.10 représente la quantité de matière présente dans le détecteur interne dans ces unités, en fonction de la pseudo-rapacité. Les contributions des différents sous-détecteurs sont séparées. Dans la partie centrale, une part importante de matière vient du TRT. Une contribution majeure est celle de l'ensemble des services, c'est-à-dire ce qui relève des structures de support, des systèmes de refroidissement, ou encore des câbles.

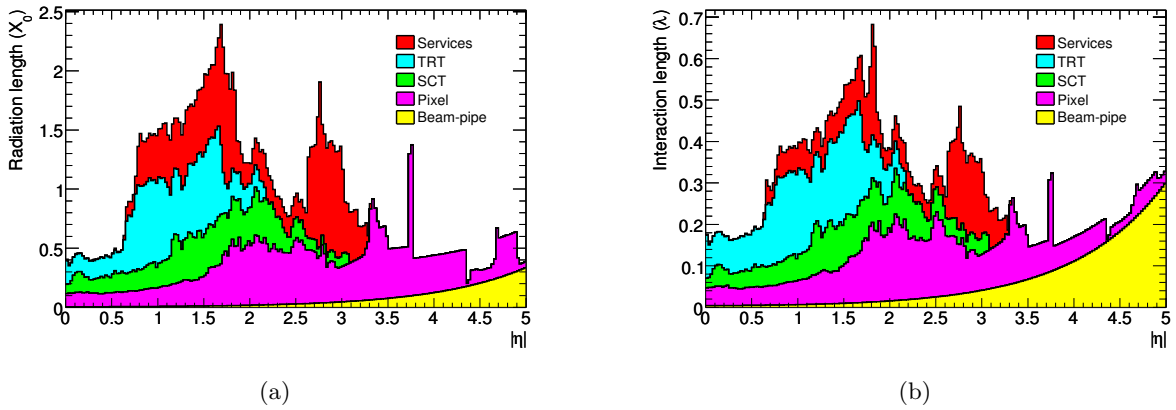


FIGURE 2.10 – Distribution de la matière dans le détecteur interne, en unité de longueur de radiation (a) et de longueur d'interaction (b). Les contributions des différents sous-systèmes y sont représentées. La distribution est en fonction de  $\eta$ , moyennée en  $\phi$ .

En plus du détecteur interne, les cryostats et le solénoïde sont sur la trajectoire des particules avant qu'elles n'atteignent les calorimètres, et doivent également être comptabilisés dans le bilan de matière. La figure 2.11 représente ainsi la quantité de matière totale en amont du calorimètre électromagnétique. Toute particule traverse ainsi au moins deux longueurs de radiation avant de



l'atteindre. Il est à noter que la zone de recouvrement du tonneau et des bouchons du calorimètre, autour de  $|\eta| = 1,5$ , est particulièrement délicate en raison de la grande quantité de matière liée aux services qui s'y trouvent.

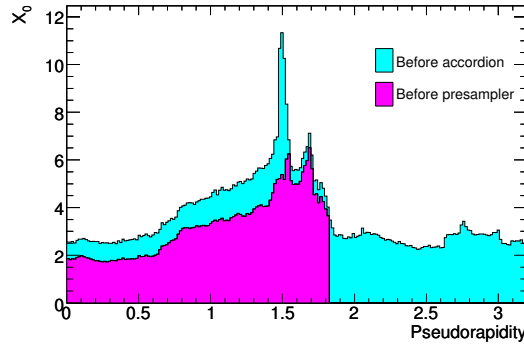


FIGURE 2.11 – Distribution de la quantité de matière en amont des calorimètres en fonction de  $\eta$ .

## 2.5 Les calorimètres

Le système des calorimètres d'ATLAS a pour fonction principale la mesure précise de l'énergie des électrons, des photons, et des hadrons chargés ou neutres. Pour ce faire, il est composé de matériaux suffisamment denses pour contenir l'ensemble des gerbes électromagnétiques et hadroniques en minimisant les fuites. Sa segmentation tant longitudinale que transverse, couplée à l'étalement des gerbes, lui fait également jouer un rôle prépondérant dans l'identification des électrons et des photons, et permet de reconstruire la direction d'incidence de ces derniers. Afin de mesurer avec précision l'énergie transverse manquante, qui signe la présence de neutrinos ou d'éventuelles nouvelles particules (neutralinos), il est également hermétique jusqu'à une pseudo-rapacité  $|\eta| < 4,9$ . Enfin, les calorimètres jouent un rôle important dans le système de déclenchement d'ATLAS, qui sera détaillé au paragraphe 2.8.

L'ensemble des calorimètres est représenté sur la figure 2.12. Tous sont des calorimètres à échantillonnage : ils sont constitués d'une alternance de couches de matériau passif où se développent les gerbes, l'absorbeur, et de couches de matériau actif où s'effectue la détection. Ils sont basés soit sur une technologie utilisant l'argon liquide (parties couleur cuivre sur la figure), soit sur des tuiles scintillantes (parties grises), et sont regroupés de la façon suivante :

- un calorimètre électromagnétique, composé :
  - d'une partie tonneau, d'acceptance  $|\eta| < 1,475$  ;
  - de deux bouchons, d'acceptance  $1,375 < |\eta| < 3,2$  ;
- un calorimètre hadronique, composé :
  - d'une partie tonneau, d'acceptance  $|\eta| < 1,7$  ;
  - de deux bouchons, d'acceptance  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ;
- d'un calorimètre vers l'avant, d'acceptance  $3,2 < |\eta| < 4,9$ .

### 2.5.1 Le calorimètre électromagnétique

#### Description générale

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [39] est un calorimètre à échantillonnage, utilisant pour absorbeur du plomb, dont la densité permet le développement de gerbes électromagnétiques compactes. Le milieu actif est constitué d'argon liquide : sous l'action d'un champ électrique, les électrons d'ionisation créés au passage des particules chargées dérivent et sont collectés par des

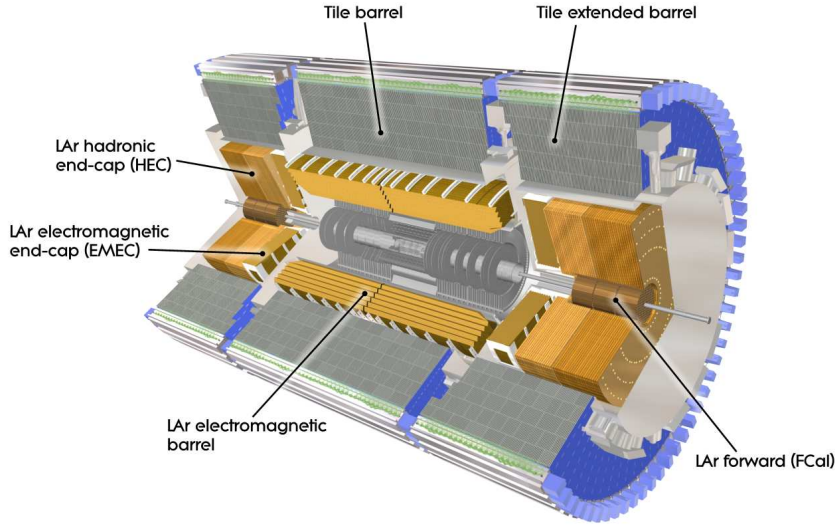


FIGURE 2.12 – Schéma des calorimètres.

électrodes ; leur dérive engendre un courant d'intensité proportionnelle à l'énergie déposée. Les épaisseurs des couches de plomb et d'argon liquide varient avec la pseudo-rapacité de manière à ne pas trop modifier la fraction d'échantillonnage : les valeurs exactes sont données dans la table 2.2. Les tensions appliquées, également reportées dans la table 2.2, sont choisies pour obtenir un temps de dérive des électrons relativement homogène. Les électrodes sont constituées de trois couches de cuivre séparées par des feuilles de kapton isolantes, et maintenues à la bonne distance de l'absorbeur par une structure en nid d'abeille. L'agencement des différentes couches est représenté sur la figure 2.13.

Région	tonneau ( $ \eta  < 0,8$ )	tonneau ( $ \eta  > 0,8$ )	bouchons ( $ \eta  < 2,5$ )	bouchons ( $ \eta  > 2,5$ )
Épaisseur de plomb (mm)	1,53	1,1	1,7	2,2
Gap d'argon liquide (mm)	2,1	2,1	0,9 – 2,8	1,8 – 3,1
Fraction d'échantillonnage (%)	25,2	28,2	13 – 30	18 – 26
Tension appliquée (kV)	2,0	2,0	1,0 – 2,5	1,8 – 2,3

TABLE 2.2 – Valeurs des épaisseurs de plomb et d'argon liquide utilisées pour le calorimètre électromagnétique, et fractions d'échantillonnage correspondantes. Les épaisseurs d'argon varient continûment avec la pseudo-rapacité dans les bouchons. La haute tension varie par paliers en fonction du gap d'argon liquide.

Le tonneau du calorimètre est formé de deux cylindres de longueur 3,2 m, de rayon interne 1,4 m et de rayon externe 2,0 m, segmentés en seize modules en  $\phi$ . Chaque bouchon est constitué de deux roues concentriques, épaisses de 63 cm, séparées de manière projective à  $|\eta| = 2,5$ . Le rayon interne de la première est de 33 cm, tandis que le rayon externe de la seconde est de 210 cm. Ainsi constitué, le calorimètre électromagnétique représente une quantité de matière traversée par les particules allant de 24 à 35  $X_0$  (dépendant de la pseudo-rapacité).

Le choix de l'argon liquide comme milieu actif dérive d'un certain nombre de ses qualités. D'une densité élevée, il permet un bon échantillonnage des gerbes électromagnétiques. Il a également une réponse linéaire sur une large gamme d'énergie, et permet une bonne résolution. Il est enfin très résistant aux rayonnements, ce qui permettra au milieu de rester stable durant toute la durée de

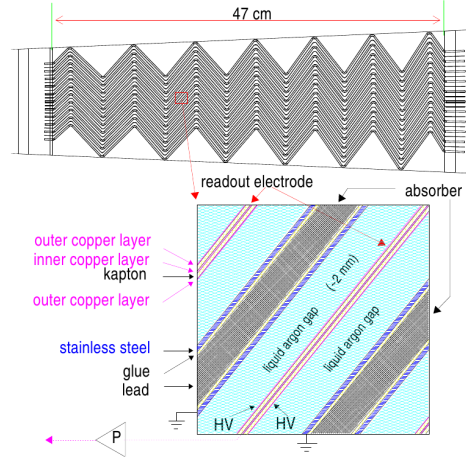


FIGURE 2.13 – En haut : géométrie en accordéon du calorimètre électromagnétique. L’amplitude des plis dans le tonneau varie avec la profondeur de manière à obtenir des modules projectifs. L’angle des plis évolue également pour maintenir constante la largeur des *gaps* d’argon liquide. En bas : agencement des couches d’absorbeur, d’argon liquide et des électrodes dans le calorimètre électromagnétique.

fonctionnement d’ATLAS. Son utilisation implique cependant une température de fonctionnement de 88 K : le tonneau (avec le solénoïde) et les bouchons sont ainsi placés dans trois cryostats, qui s’ajoutent au bilan de matière en amont du calorimètre.

La figure 2.13 montre également que les couches du calorimètre s’agencent selon une géométrie particulière en accordéon. Celle-ci a comme avantages décisifs sur la traditionnelle géométrie à plaques parallèles une couverture complète en  $\phi$  sans aucun recouvrement ni espace mort, et une extraction rapide des signaux (qui s’effectue par l’avant pour le premier compartiment, et par l’arrière pour les deux autres). Dans le tonneau les vagues de l’accordéon sont suivant  $R$ , avec des arêtes parallèles à l’axe du faisceau. Dans les bouchons les vagues sont suivant  $z$ , avec des arêtes radiales.

### Segmentation du calorimètre

Un des intérêts de la technologie à argon liquide avec électrodes de cuivre est la possibilité de segmenter aisément le calorimètre par le dessin des électrodes et leur regroupement en cellules. Ainsi trois compartiments longitudinaux sont présents pour  $|\eta| < 2,5$ , puis deux au-delà :

**Le compartiment avant** a pour fonction de reconstruire précisément le début des gerbes électromagnétiques, afin d’optimiser la réjection  $\pi^0/\gamma$ . Il est pour cela segmenté très finement en  $\eta$  (généralement  $\Delta\eta \sim 0,0031$ ). Il compte pour environ  $4,3 X_0$  de matière.

**Le second compartiment** est conçu pour contenir l’essentiel des gerbes électromagnétiques, avec environ  $17 X_0$  de matière. Il a une granularité de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ .

**Le compartiment arrière**, très court ( $2 X_0$  de matière à  $\eta = 0$ ), est utilisé pour la mesure de la fin des gerbes électromagnétiques les plus énergétiques. Sa granularité en  $\eta$  est plus grossière (0,05).

Le choix des segmentations dépend ainsi d’un compromis entre la précision de la reconstruction des gerbes et le rôle dévolu à chaque couche d’une part, et le nombre de canaux de lecture d’autre part, puisque la complexité de l’ensemble, les effets du bruit et de la diaphonie augmentent avec ce nombre de voies de lecture. Le détail de la segmentation du calorimètre est donné dans la table 2.3.

Région en $ \eta $	Compartiment			
	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
0 – 1,35	0,025 $\times$ 0,1	0,003 $\times$ 0,1	0,025 $\times$ 0,025	0,05 $\times$ 0,025
1,35 – 1,4				-
1,4 – 1,5		0,025 $\times$ 0,1		0,025 $\times$ 0,1
1,5 – 1,8		0,003 $\times$ 0,1		0,05 $\times$ 0,025
1,8 – 2,0	0,004 $\times$ 0,1			
2,0 – 2,4	0,006 $\times$ 0,1			
2,4 – 2,5	0,025 $\times$ 0,1			
2,5 – 3,2	-	0,1 $\times$ 0,1	0,1 $\times$ 0,1	-

TABLE 2.3 – Segmentation ( $\eta \times \phi$ ) des compartiments du calorimètre électromagnétique. La description de la zone de recouvrement  $|\eta| \in [1,4; 1,5]$  est légèrement simplifiée. L’approximation  $20\pi \approx 64$  est utilisée en  $\phi$ .

Afin d’estimer l’énergie déposée dans la matière en amont du calorimètre, une simple couche d’argon liquide (sans absorbeur) est présente entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique dans la région centrale  $|\eta| < 1,8$ . Elle joue ainsi le rôle de pré-échantillonneur, dont la granularité est également indiquée dans la table 2.3.

### Lecture des signaux du calorimètre

Ainsi constitué, le calorimètre électromagnétique possède environ 170 000 canaux de lecture. La chaîne électronique d’acquisition des signaux est présentée sur la figure 2.14. La segmentation en  $\phi$  des cellules est obtenue par sommation dans des cartes mères situées à l’arrière ou à l’avant du calorimètre. Les courants des cellules sont alors envoyés vers des cartes électroniques frontales (*Front-end Boards* ou FEB) situées dans des châssis posés juste en-dehors des cryostats, au-dessus des traversées de câbles placées aux extrémités du tonneau et à l’arrière des bouchons.

Dans les FEB, les courants passent par des préamplificateurs à bas bruit, avant d’être mis en forme par trois circuits de gains différents (en rapport 1 : 10 : 100) en parallèle. Le signal de sortie est bipolaire pour annuler en moyenne les effets de l’empilement : la moyenne de la ligne de base (*pedestal*) ne varie donc pas avec la luminosité. Le temps de montée (5-100%) est choisi à environ 45 ns pour minimiser le bruit total. Celui-ci comprend en effet trois contributions : le bruit électronique, qui diminue quand le temps de mise en forme augmente, l’empilement hors temps<sup>1</sup>, dont l’effet diminue quand le temps de mise en forme diminue, et les interactions multiples au sein de l’événement considéré (empilement *en temps*), dont l’effet ne varie pas avec le temps de mise en forme. Les signaux une fois mis en forme sont stockés dans des mémoires tampon analogiques.

Sur réception d’un signal de déclenchement, le signal de gain le plus adapté est sélectionné et est numérisé à 40 MHz. En fonctionnement standard, les cinq échantillons centrés sur celui indiqué par le signal de déclenchement sont alors transmis à des cartes de lecture (ROD) situées dans la caverne de service d’ATLAS. Ces cartes déterminent l’énergie et, lorsque celle-ci est supérieure à cinq fois le niveau de bruit, la position du pic du signal numérisé, via une procédure de filtrage optimal. Cette procédure consiste à faire la somme des valeurs des échantillons, pondérées par deux séries de coefficients (une série pour l’énergie, une autre pour la position du pic) prédéterminées en fonction de la forme théorique des signaux. Elle permet d’améliorer la résolution par rapport à la lecture de l’échantillon central seul. Un facteur de qualité, test de *goodness-of-fit* simplifié vérifiant la compatibilité des échantillons numérisés avec la forme théorique du signal, est également calculé

1. L’empilement hors-temps consiste en la superposition de signaux provenant de croisements de faisceaux successifs, créée par le fait que le temps de dérive des électrons d’ionisation dans l’argon liquide est de 400 ns, alors que les croisements de faisceaux sont espacés de 25 ou 50 ns.

à cette occasion. Les informations d'énergie, de temps et de facteur de qualité, sont transmises au système d'acquisition d'ATLAS pour chaque cellule.

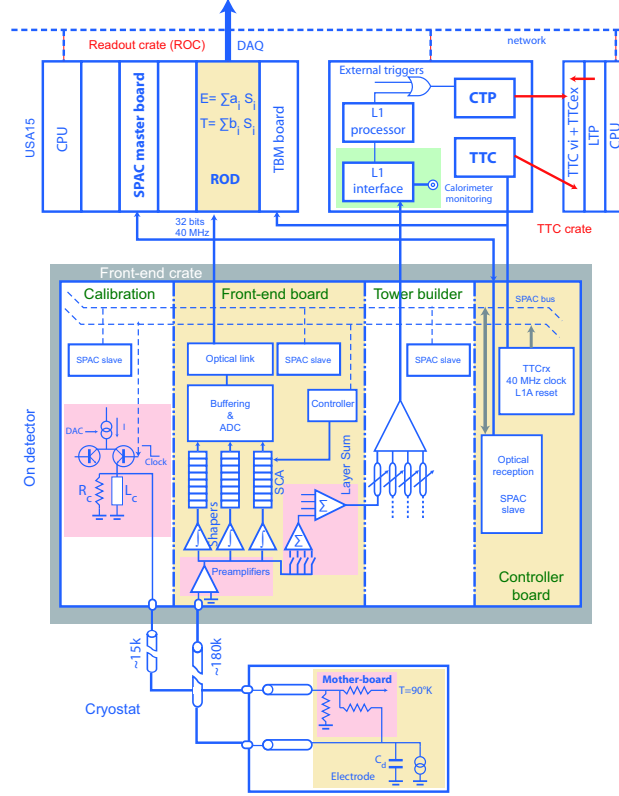


FIGURE 2.14 – Architecture de l'électronique du calorimètre électromagnétique. Les circuits directement impliqués dans la lecture sont ceux des *Front-end Boards* et des ROD.

L'électronique du calorimètre comprend également des composants dédiés au système d'étalonnage, ou au système de déclenchement de premier niveau. Ces parties seront décrites en détail dans le chapitre suivant.

### Performances du calorimètre

Afin de réaliser des mesures de précision du modèle standard, ou de rechercher des résonances étroites (telles que le boson de Higgs en quatre électrons), le calorimètre doit avoir une excellente résolution en énergie pour les particules électromagnétiques [38]. Celle-ci se paramétrise par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4)$$

où les coefficients s'interprètent de la façon suivante :

$a$  est le terme d'échantillonnage. Il provient de la fluctuation statistique du nombre d'électrons d'ionisation collectés pour une particule incidente d'énergie donnée, ce qui dérive des fluctuations dans le développement des gerbes électromagnétiques. Le terme  $a$  dépend donc de la quantité de matière morte en amont du calorimètre, et de la fraction d'échantillonnage. La conception d'ATLAS prévoit une valeur d'environ  $10\%/\sqrt{E}$  à  $|\eta| \sim 0$ .

$b$  est le terme de bruit. Comme décrit précédemment, il a pour origine l'empilement hors temps et le bruit électronique (provenant principalement des pré-amplificateurs). Avec une valeur de quelques centaines de MeV pour une gerbe électromagnétique, ce terme ne contribue de manière significative qu'à la résolution à basse énergie.

$c$  est le terme constant. Il est lié à tout ce qui empêche une connaissance parfaite du fonctionnement du détecteur : fluctuations de température et impuretés dans l'argon liquide, déformations géométriques et non-uniformités, imperfections de la calibration (voir par exemple [111]). L'objectif d'ATLAS est d'obtenir un facteur global  $c \leq 0,7\%$ . La connaissance du détecteur acquise avec la prise de données 2011 a permis de limiter le terme constant à  $1,1\%$  dans le tonneau et  $1,8\%$  dans les bouchons.

La recherche du Higgs dans le canal deux photons bénéficie également de la résolution angulaire sur les amas calorimétriques. Dans un contexte de haute luminosité, où l'empilement est important et de nombreux vertex sont reconstruits par le détecteur interne, mesurer la direction d'incidence des amas permet en effet de réduire le choix des vertex primaires possibles lorsque les photons ne sont pas convertis. Or la segmentation longitudinale du calorimètre rend possible la reconstruction de cette information sur les amas. Comme le montre la figure 2.15, la résolution obtenue sur la position (en  $z$ ) du vertex primaire obtenue est alors de  $\sim 1,5$  cm quel que soit le niveau d'empilement, ce qui est suffisant pour rendre négligeable la contribution de ce terme à la résolution totale sur la masse du Higgs en deux photons.

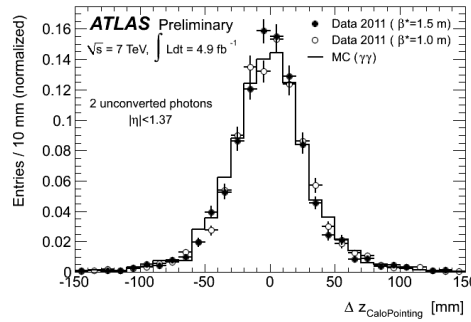


FIGURE 2.15 – Différence entre les positions du vertex primaire reconstruites à partir des amas calorimétriques des photons, dans des événements di-photon. La résolution sur  $z$  pour un photon donné est de 1,5 cm environ.

### 2.5.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique a pour tâche de reconstruire et mesurer l'énergie des jets issus des quarks et gluons de haute énergie. Afin de s'assurer que les gerbes des particules les plus énergétiques sont entièrement contenues dans le volume du calorimètre, et pour limiter les fuites dans le spectromètre à muons, il a une épaisseur d'au moins huit longueurs d'interaction. Il est composé de cinq parties :

- un tonneau central, utilisant des tuiles scintillantes, placé au-dessus du tonneau électromagnétique. Il couvre la région  $|\eta| < 1$  ;
- deux extensions du tonneau, aussi à tuiles scintillantes, placées au-dessus des bouchons du calorimètre électromagnétique. Elles couvrent la région  $0,8 < |\eta| < 1,7$  ;
- deux bouchons, utilisant de l'argon liquide, situés derrière les bouchons du calorimètre électromagnétique, dans les mêmes cryostats. Ils couvrent la région  $1,5 < |\eta| < 3,2$ .

La reconstruction des jets dans ATLAS repose sur l'identification d'amas, qui doivent être classifiés comme électromagnétiques ou hadroniques pour recevoir des facteurs correctifs appropriés. La raison de ce traitement différencié est le caractère non compensé des calorimètres, c'est-à-dire leur réponse différente selon que les particules incidentes sont des électrons (ou des photons), ou des hadrons. La non compensation est caractérisée par le rapport  $e/h \sim 1,3$  [5]. Cette distinction s'opérant sur la base de propriétés topologiques des amas, le calorimètre hadronique est segmenté transversalement et longitudinalement, avec une granularité indiquée dans le tableau 2.4.

Région en $ \eta $	Compartiment		
	avant	milieu	arrière
0 – 1,7	0,1 × 0,1	0,1 × 0,1	0,2 × 0,1
1,7 – 2,5			-
2,5 – 3,2	0,2 × 0,2	0,2 × 0,2	

TABLE 2.4 – Segmentation en  $(\eta \times \phi)$  des différentes couches du calorimètre hadronique. Le cas particulier des zones de recouvrement n'est pas détaillé. L'approximation  $20\pi \approx 64$  est utilisée en  $\phi$ .

Ainsi conçu, la résolution nominale en énergie du calorimètre hadronique pour la mesure de jets, qui a été atteinte en faisceau test, a un terme d'échantillonnage  $a \sim 50\%/\sqrt{E}$  et un terme constant  $c \sim 3\%$ .

### Le calorimètre à tuiles

Le tonneau à tuiles scintillantes [40] est un calorimètre à échantillonnage avec de l'acier pour absorbeur et des scintillateurs sous forme de tuiles comme milieu actif. Le tonneau central mesure 5,8 m de long, et chacune des extensions 2,6 m. Leur rayon interne est de 2,28 m, pour un rayon externe de 4,25 m. Le calorimètre est divisé en 64 modules ayant chacun  $\Delta\phi \sim 0,1$ .

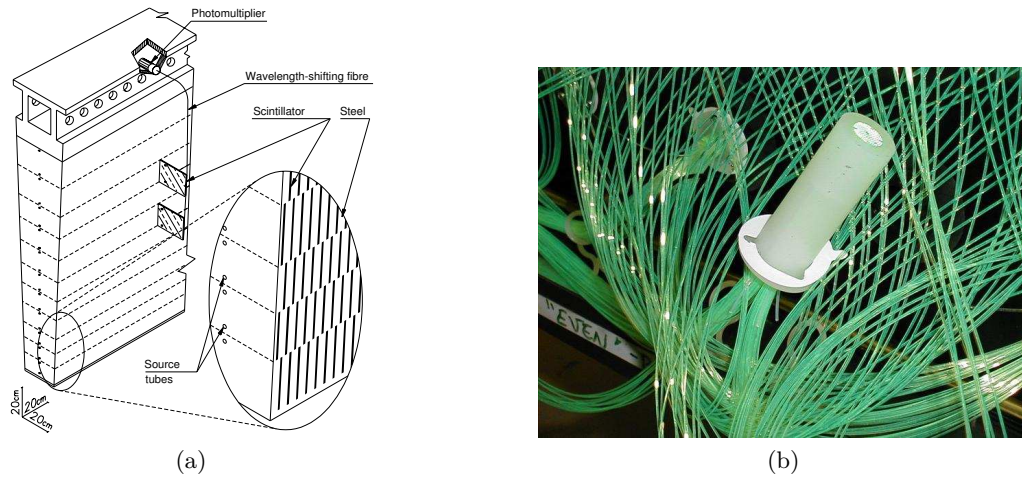


FIGURE 2.16 – a) Schéma d'un module du calorimètre à tuiles, montrant l'agencement des tuiles scintillantes et de l'absorbeur. La géométrie du module est projective vers le point d'interaction, vers le bas de la figure. b) Regroupement des fibres d'une même cellule en amont du photomultiplicateur.

La figure 2.16a montre l'architecture d'un des modules : les tuiles sont placées dans la matrice d'absorbeur perpendiculairement à l'axe du faisceau, c'est-à-dire parallèles aux particules incidentes. Au passage de particules chargées, le polystyrène dopé au fluor composant ces tuiles émet de la lumière de scintillation ultraviolette. Cette lumière est collectée sur deux côtés par une fibre optique à décalage de longueur d'onde qui extrait ainsi le signal jusqu'à l'arrière du module. Là, les fibres appartenant à une même cellule sont groupées (voir la figure 2.16b) avant que la lumière totale ne soit détectée par un photomultiplicateur. Pour chaque tuile, les deux fibres reliées à des côtés distincts sont lues par deux photomultiplicateurs différents afin d'avoir de la redondance sur toute la partie optique de la chaîne de lecture.

Il est à noter que quelques tuiles scintillantes supplémentaires sont installées dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique. Elles offrent des



points de mesure supplémentaire dans cette région où la quantité de matière morte est importante là où se développent les gerbes.

### Les bouchons du calorimètre hadronique

Les bouchons du calorimètre hadronique sont comme la partie électromagnétique des calorimètres à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme milieu actif. Ils utilisent cependant du cuivre comme absorbeur, et leur géométrie n'est pas en accordéon mais plus classique, avec une succession de plans parallèles entre eux, et perpendiculaires à l'axe du faisceau.

Chaque bouchon est constitué de deux roues alignées longitudinalement, épaisses de 82 et 96 cm respectivement, avec un rayon externe de 2,03 m. Elles sont divisées chacune en 32 modules en  $\phi$ . Comme le montre la figure 2.17, elles sont situées dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétique. Les *gaps* d'argon liquide sont larges de 8,5 mm. Les absorbeurs sont épais de 25 mm pour la roue avant, et 50 mm pour la roue arrière.

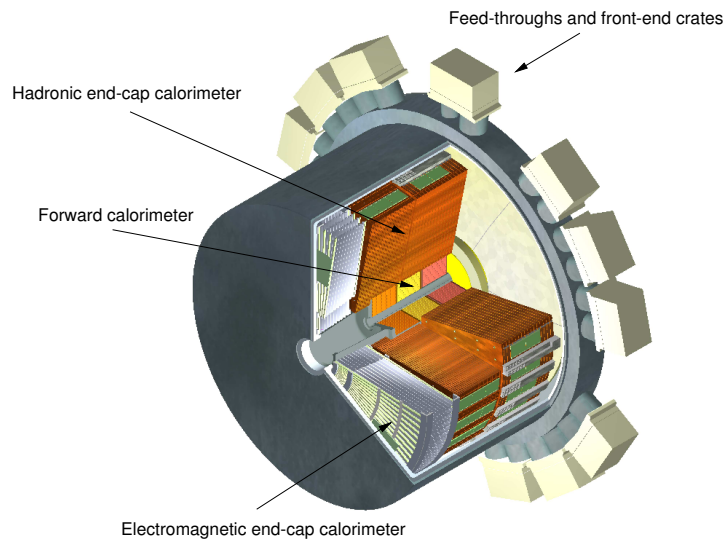


FIGURE 2.17 – Schéma d'un cryostat des bouchons, montrant les roues des calorimètres électromagnétique et hadronique, les modules du calorimètre vers l'avant, ainsi que les caisses contenant l'électronique frontale.

La lecture des signaux se fait de la même façon que pour le calorimètre électromagnétique, à la différence près que les pré-amplificateurs sont situés directement dans l'argon liquide.

### 2.5.3 Le calorimètre vers l'avant

Le calorimètre vers l'avant (*Forward calorimeter* ou FCAL) permet d'accroître l'herméticité du système de calorimètres d'ATLAS : en instrumentant la région  $3,2 < |\eta| < 4,9$ , on améliore les bilans d'énergie transverse manquante et le calcul de l'énergie transverse totale. Il permet également d'augmenter l'espace de phase accessible aux mesures pour les jets.

Sa conception dérive de sa position à grande pseudo-rapacité, qui le soumet à un flux de particules très intense. Comme le montre la figure 2.17, il est constitué de trois modules de 45 cm de profondeur, alignés longitudinalement, qui sont des calorimètres à échantillonnage utilisant de l'argon liquide comme milieu actif. Le premier est un module électromagnétique utilisant du cuivre comme absorbeur pour améliorer la résolution ; les deux autres sont des modules hadroniques en tungstène, matériau dont la densité permet d'obtenir des gerbes courtes et étroites. Afin de



minimiser les fuites dans le spectromètre à muons, un quatrième module non instrumenté est utilisé comme blindage arrière.

Chaque module est constitué d'une matrice d'absorbeur dans laquelle sont insérées des électrodes constituées de deux tubes concentriques, parallèles à l'axe du faisceau. L'argon liquide circule dans l'espace entre l'électrode interne et l'électrode externe, espace épais de 269, 276 et 508  $\mu\text{m}$  pour les trois modules respectivement. Ces valeurs bien plus faibles que celles des *gaps* du calorimètre électromagnétique permettent d'obtenir un temps de dérive court (60 ns), ce qui minimise les effets dus au flux intense de particules auquel est soumis le FCAL.

Au total, le calorimètre vers l'avant possède 3524 voies de lecture, réparties selon une granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0,2 \times 0,2$  pour chacun des trois modules.

## 2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre [44] est le sous-système d'ATLAS chargé de la mesure des impulsions et des charges des muons, qui sont en général les seules particules chargées à sortir des calorimètres. Il assure une couverture en pseudo-rapacité jusqu'à  $|\eta| < 2,7$  environ. Sa conception a été optimisée pour la recherche de nouvelles résonances donnant des muons très énergétiques dans l'état final : il a un objectif de résolution de 10% pour des muons d'impulsion 1 TeV. Le spectromètre fait également partie du système de déclenchement de premier niveau de l'expérience ATLAS.

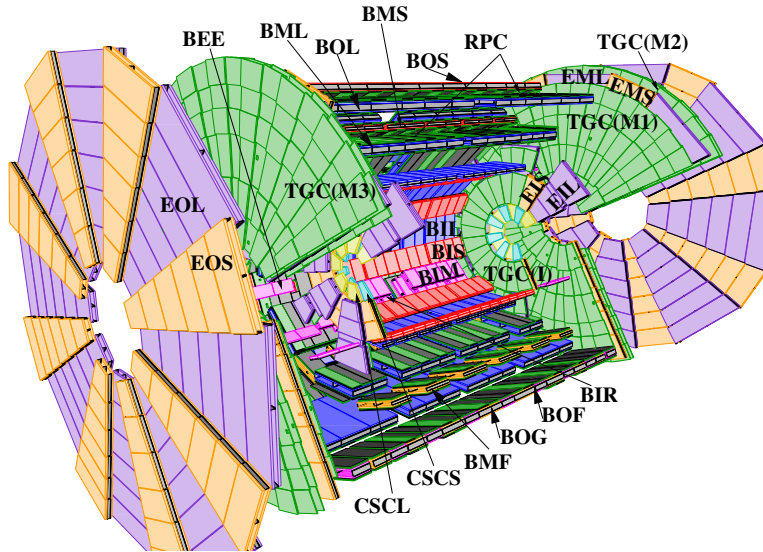


FIGURE 2.18 – Schéma de l'agencement des chambres du spectromètre à muons.

L'agencement du spectromètre est représenté sur la figure 2.18. Il est composé d'une partie tonneau, couvrant la région  $|\eta| < 1$  avec cependant un manque d'instrumentation dans la région  $\eta \sim 0$ , et de deux bouchons couvrant  $1 < |\eta| < 2,7$ . Le spectromètre est constitué de chambres de détection, qui sont organisées essentiellement en trois couches concentriques de rayons 5, 7,5 et 10 m respectivement dans le tonneau, et en quatre roues situées à  $|z| = 7,4, 10,8, 14$  et 21,5 m dans les bouchons.

Du fait de la présence d'un champ magnétique toroïdal, la coordonnée à mesurer avec le plus de précision pour la détermination des impulsions des muons est  $\eta$  (contrairement au trajectographe pour lequel la mesure de précision est sur  $\phi$ ). Quatre technologies de chambres de détection sont utilisées dans le spectromètre, deux étant utilisées pour la mesure de précision de  $\eta$ , deux autres pour le déclenchement et la mesure de  $\phi$ .

### 2.6.1 Les chambres de précision

Les mesures de précision de  $\eta$  sont réalisées dans ATLAS par des chambres à tubes à dérive (MDT ou *Monitored Drift Tubes*), sauf dans la partie interne ( $2 < |\eta| < 2,7$ ) de la première roue des bouchons, où leur taux de comptage nominal de 150 Hz ne pourrait suffire pour le flux de particules attendu.

L'élément de base des MDT est un tube à dérive en aluminium de 30 mm de diamètre, rempli d'un mélange gazeux composé de 93% d'argon et de 7% de CO<sub>2</sub>, et porté à une pression de 3 bar. Comme le montre la figure 2.19a, la paroi du tube sert de cathode. L'anode est constituée d'un fil central en tungstène-rhénium, de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre, et porté à un potentiel de 3080 V. Celle-ci collecte les électrons d'ionisation émis au passage d'un muon, la mesure du temps de dérive permettant d'estimer le rayon de dérive.

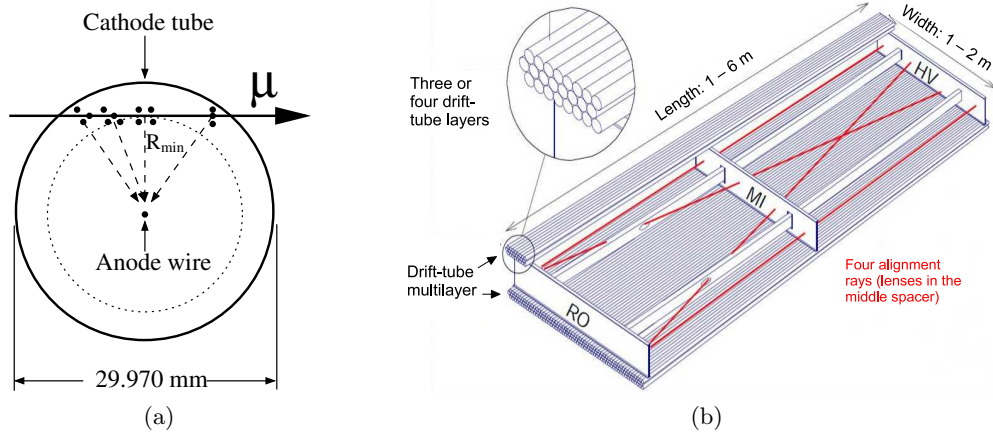


FIGURE 2.19 – a) Coupe radiale d'un tube à dérive des MDT. b) Agencement des tubes à dérive dans une chambre de MDT.

Les tubes sont regroupés en couches (de 16 à 72 tubes suivant la taille des chambres), qui sont elle-mêmes superposées par trois (chambres du milieu ou externes) ou quatre (chambres internes). Deux multicouches maintenues ensemble forment une chambre, telle que représentée sur la figure 2.19b. La résolution sur la position en  $\eta$  est de 80  $\mu\text{m}$  par tube, et de 30  $\mu\text{m}$  pour une chambre complète. Les MDT ne délivrent par construction pratiquement aucune information en  $\phi$ .

La technologie retenue pour instrumenter la partie interne de la première roue des bouchons est celle de chambres proportionnelles multifils (CSC ou *Cathode Strip Chambers*), qui autorisent un taux de comptage de 1 kHz, et sont peu sensibles aux neutrons. Le mélange gazeux utilisé est ici composé à 80% d'argon et 20% de CO<sub>2</sub>. Dans une chambre, les anodes sont des fils de tungstène-rhénium de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre, portés à un potentiel de 1900 V, et disposés parallèlement au fil central, qui est orienté radialement. La lecture des signaux dans les CSC se fait via le couplage capacitif induit sur les cathodes. Celles-ci sont des plans éloignés de 2,5 mm des anodes, et segmentés en pistes : perpendiculairement aux fils pour la mesure de  $\eta$ , et parallèlement pour la mesure de  $\phi$ . La résolution d'un plan de CSC est de 60  $\mu\text{m}$  en  $\eta$ , et 5 mm en  $\phi$  compte-tenu de la segmentation plus grossière des pistes.

Chaque chambre de CSC est composée de quatre couches, ce qui donne une résolution par chambre de 40  $\mu\text{m}$ . Dans chaque bouchon huit grandes chambres et huit petites chambres sont utilisées pour former une roue.

### 2.6.2 Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement ont pour rôle de réagir rapidement au passage d'un muon de manière à être utilisées dans le système de déclenchement de premier niveau d'ATLAS. Elles doivent également être capables de mesurer la coordonnée  $\phi$ , inaccessible aux MDT.

La technologie retenue pour le tonneau du spectromètre est celle des chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers* ou RPC). Ces chambres sont constituées de deux plaques résistives en matière plastique, maintenues parallèles à une distance de 2 mm par des entretoises isolantes. L'espace entre les plaques est rempli d'un mélange de 94,7% de tétrafluoroéthane, 5% d'isobutane et de 0,3% d'hexafluorure de soufre. Un champ de 4,9 kV/mm est appliqué grâce à deux électrodes en graphite situées à l'extérieur des plaques. L'avalanche d'ionisation déclenchée par le passage d'un muon est détectée via le couplage capacitif induit sur des pistes métalliques isolées des électrodes par une feuille de polyéthylène. Les pistes de lecture situées de part et d'autre d'une couche de RPC sont perpendiculaires entre elles, de manière à fournir une information sur les deux coordonnées.

Chaque chambre de RPC est constituée de deux couches de détecteur. Le fonctionnement en mode avalanche des RPC offre un signal très court (5 ns) avec une gigue (*jitter*) réduite à 1,5 ns, caractéristiques nécessaires pour les chambres de déclenchement. La segmentation des pistes permet une résolution de 10 mm sur chaque coordonnée par chambre. Comme le montre la figure 2.20, les RPC sont installées de façon à ce que les muons du tonneau traversent trois chambres : deux RPC enserrant chaque MDT de la couche du milieu, tandis qu'une troisième est soit à l'extérieur (grands secteurs) soit à l'intérieur (petits secteurs) des MDT de la couche externe.

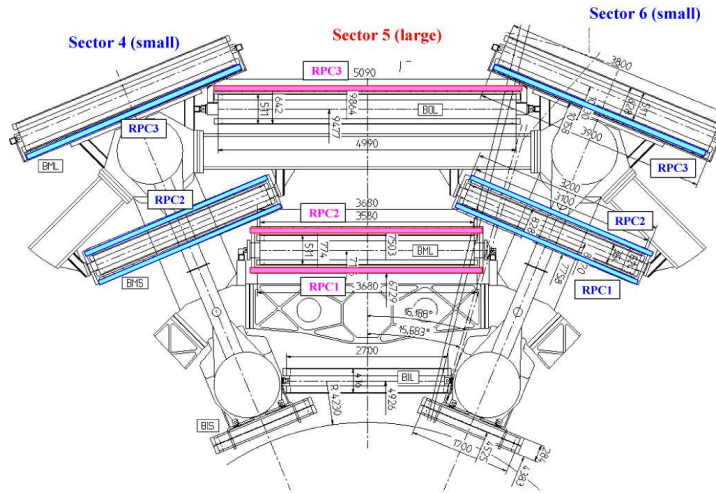


FIGURE 2.20 – Disposition des RPC par rapport aux chambres MDT dans le tonneau du spectromètre. Les chambres des «petits secteurs» sont en bleu, celles des «grands secteurs» en rose.

Les bouchons sont quant à eux instrumentés avec des chambres à intervalle fin (TGC pour *Thin Gap Chamber*). Ce sont des chambres proportionnelles multifils, dont la structure est similaire à celle des CSC. Les anodes, orientées de manière à mesurer  $\eta$ , sont des fils de 50  $\mu$ m de diamètre plaqués cuivre. Les cathodes sont segmentées en pistes orthogonales aux anodes, afin de mesurer  $\phi$ . Le volume de détection est rempli d'un mélange de 55% de CO<sub>2</sub> et 45% de n-pentane. Les faibles distances entre anodes (1,8 mm), entre anodes et cathodes (1,4 mm), associées à une tension de 2900 V donnent un temps de réponse court et une bonne résolution (4 ns) sur celui-ci, conditions nécessaires pour des chambres de déclenchement.

Une chambre de TGC regroupe deux ou trois couches de détecteur. Les TGC sont associées aux MDT dans les bouchons, de manière à obtenir deux couches de détecteur pour les MDT de la

roue interne, et sept couches pour la roue du milieu. Les MDT de la roue externe n'ont pas de TGC associées. La mesure de la coordonnée  $\phi$  pour ces chambres doit donc s'effectuer par une extrapolation des mesures réalisées aux chambres plus internes. La résolution atteinte dans les TGC pour la mesure de  $\eta$  est de 2 à 6 mm, et de 3 à 7 mm pour la mesure de  $\phi$ .

Pour atteindre l'objectif d'une résolution de 10% pour des muons de 1 TeV, le spectromètre doit permettre de mesurer une flèche, qui serait alors de 500  $\mu\text{m}$ , à 50  $\mu\text{m}$  près. Cette précision dépend en partie des résolutions intrinsèques des chambres à muons, mais également de la connaissance précise des positions et des déformations des chambres de précision. Si cet alignement est étalonné en utilisant les traces droites de prises de données sans champ, ses variations au cours du temps sont suivies par un système optique installé sur le spectromètre.

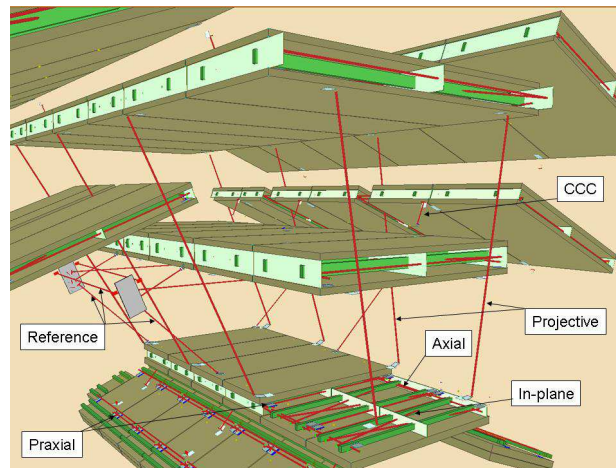


FIGURE 2.21 – Déplacements surveillés par le système d'alignement des MDT du spectromètre, dans une partie du tonneau.

Le système optique utilise des caméras CCD, qui enregistrent les images par des lentilles de masques codés, posés en des points-clés des chambres de précision du spectromètre et éclairés par des LEDs infrarouges. La figure 2.21 montre les alignements surveillés par cette méthode dans une partie du tonneau. Ainsi constitué, le système est capable de suivre les variations du positionnement relatif des chambres entre elles, ainsi qu'une partie de leurs déformations. Pour la prise de données de 2011, les alignements des chambres sont ainsi connus à environ 50  $\mu\text{m}$  près dans le tonneau et 100  $\mu\text{m}$  près dans les bouchons.

## 2.7 Les détecteurs vers l'avant

Si les sous-détecteurs principaux d'ATLAS assurent une couverture jusqu'à  $|\eta| = 4,9$ , les régions les plus à l'avant sont elles aussi instrumentées par trois détecteurs placés à plus grande distance du point d'interaction, le long des faisceaux [46].

**Le détecteur LUCID** (*L*uminosity *me*asurement *u*sing *C*erenkov *D*etector) est le principal système chargé de la mesure de la luminosité dans ATLAS. Chacun des deux modules situés à  $\pm 17\text{ m}$  du point d'interaction est constitué de 20 tubes en aluminium de 1,5 m de long, remplis de  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  à 1,4 bar. Les particules chargées d'impulsion suffisante émettent lors de leur passage dans ces tubes du rayonnement Cerenkov, qui est capté par des photomultiplicateurs placés à une extrémité. LUCID est ainsi capable de compter les particules chargées d'impulsion supérieure à un seuil fixé, et ce nombre est proportionnel à la luminosité. LUCID assure donc une mesure relative de la luminosité : il doit être étalonné avec des collisions de luminosité bien connue (scans de Van

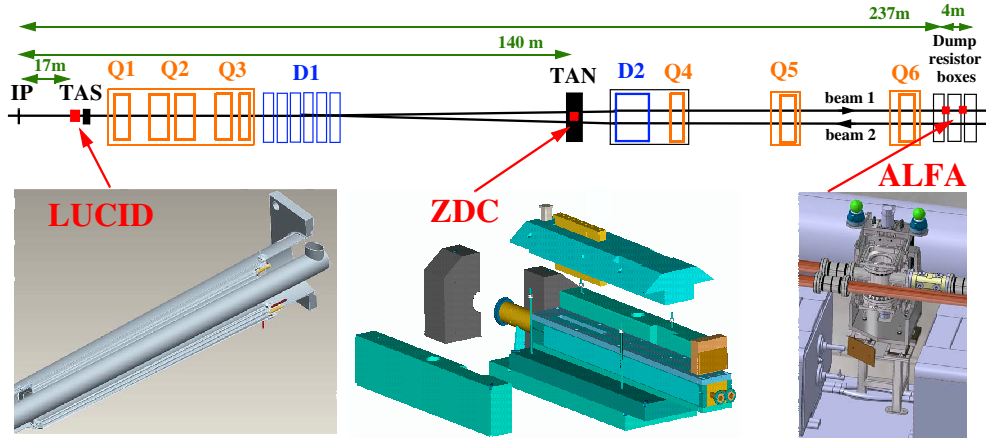


FIGURE 2.22 – Emplacement et schémas des détecteurs vers l'avant associés à ATLAS

der Meer jusqu'à présent [56], séquences combinées avec ALFA dans le futur), avant de pouvoir mesurer la luminosité instantanée au cours des prises de données.

**Le détecteur ZDC** (*Zero Degree Calorimeter*), situé à  $\pm 140$  m du point de collision, a pour but principal de détecter les neutrons vers l'avant ( $|\eta| > 8,3$ ) émis lors des collisions d'ions lourds. C'est un calorimètre utilisant pour absorbeur des plaques de tungstène, constitué d'un compartiment électromagnétique (représentant  $29 X_0$  de matière) et trois compartiments hadroniques (comptant chacun pour  $1,14 \lambda$ ). L'énergie est mesurée via la détection de la lumière Cerenkov émise par les particules des gerbes dans des tubes de quartz. Afin de minimiser le vieillissement de ces tubes de quartz, le ZDC a été démonté et retiré pour la prise de données proton-proton 2012 ; il sera remis en place pour les collisions d'ions lourds.

**Le détecteur ALFA** (*Absolute Luminosity For ATLAS*), situé à  $\pm 240$  m du point d'interaction, a pour but de donner une détermination absolue de la luminosité dans ATLAS, via la mesure de l'amplitude de diffusion élastique à petit angle. Les angles en jeu ( $3 \mu\text{rad}$ ) étant plus petits que la divergence naturelle des faisceaux en conditions de prise de données, les mesures d'ALFA ont lieu lors de séquences spéciales avec des faisceaux défocalisés (grand  $\beta^*$ ). ALFA est un trajectographe utilisant des fibres scintillantes qui lui confèrent une résolution de  $30 \mu\text{m}$ , et qui sont placées dans des *pots romains* de manière à être déplacées jusqu'à 1 mm du faisceau lors des prises de données.

## 2.8 Le système de déclenchement

Avec, selon les paramètres de fonctionnement nominaux du LHC, 2808 paquets de protons par faisceau, essentiellement espacés de 25 ns, la fréquence des croisements de faisceau dans ATLAS approche les 40 MHz. Même avec «seulement» 1380 paquets par faisceau, ce taux de 20 MHz reste près de cinq ordres de grandeur supérieur à la fréquence d'enregistrement des événements dans ATLAS, fréquence qui a été augmentée au-delà de sa valeur nominale pour atteindre 300 Hz. Une sélection en quasi temps réel doit donc être effectuée pour ne garder que les événements présentant le plus d'intérêt : le but est de maximiser l'efficacité d'acquisition des événements rares étudiés dans les analyses finales (processus électrofaibles, production de paires  $t\bar{t}$ ...), et de rejeter au maximum les événements de biais minimum, qui sont de loin les plus nombreux. Ce rôle est dévolu au système de déclenchement.

ATLAS a opté pour un système de déclenchement à trois niveaux, dont les taux de déclenchement ont été en 2011 de 60 kHz, 4 kHz et 300 Hz respectivement. Le premier niveau est basé sur une



électronique dédiée, tandis que deux autres, collectivement dénommés HLT (*High-Level Trigger*), utilisent des fermes de processeurs. Chaque niveau possède des algorithmes de reconstruction dédiés, adaptés à ses contraintes de latence et de précision, de manière à obtenir des objets physiques étalonnés pour ressembler le plus possible à la reconstruction hors-ligne. Pour être acceptés par un niveau de déclenchement donné, les événements ainsi reconstruits doivent remplir une condition de déclenchement possible parmi une présélection adaptée à la luminosité. Les conditions de déclenchement sont des topologies prédéfinies (nombres d'objets de différents types, dont les énergies sont supérieures à des seuils), avec éventuellement des critères de qualité sur les objets reconstruits.

### 2.8.1 Le système de déclenchement de premier niveau (L1 pour *Level-1*)

Le premier niveau de déclenchement a la plus forte contrainte de latence ( $2,5 \mu\text{s}$ ) de manière à limiter la taille des mémoires tampon embarquées sur les sous-détecteurs d'ATLAS. Pour tenir cet objectif, il se base sur des algorithmes simplifiés, implémentés dans une électronique dédiée : la latence réalisée est de  $2,1 \mu\text{s}$ . La reconstruction des traces ne peut pas être réalisée si rapidement : seules les informations des chambres de déclenchement des muons (RPC et TGC) et du calorimètre sont ainsi disponibles au premier niveau.

La partie du système de déclenchement de premier niveau consacrée au calorimètre (L1Calo) utilise celui-ci avec une granularité réduite (essentiellement  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ , sans segmentation longitudinale), pour repérer les amas compatibles avec un électron, un photon, un tau ou un jet. Des conditions simples d'isolation peuvent être vérifiées sur ces amas. Enfin, l'énergie transverse totale et l'énergie transverse manquante de l'événement sont également calculées. Ce système L1Calo sera décrit en détail dans le chapitre suivant, qui lui est consacré.

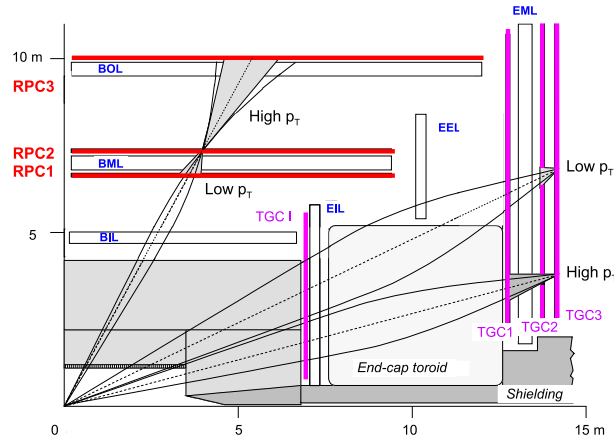


FIGURE 2.23 – Schématisation du fonctionnement des algorithmes de déclenchement de premier niveau pour le spectromètre à muons.

Le système de déclenchement de premier niveau des muons (L1Muon) repose sur la singularisation d'une couche de chambres de déclenchement : deuxième couche des RPC dans le tonneau, dernière couche des TGC dans les bouchons. Lorsqu'un coup est détecté dans une de ces chambres, des fenêtres en  $\Delta\eta \times \Delta\phi \times \Delta t$  sont ouvertes sur les couches avoisinantes. Comme le montre la figure 2.23, ces fenêtres sont de deux types, pour repérer les muons de basse impulsion (seuils de déclenchement jusqu'à 9 GeV) ou de haute impulsion. Un seuil de déclenchement est atteint lorsque suffisamment de coups sont détectés dans une de ces fenêtres.

Un processeur central de déclenchement du L1 regroupe les informations provenant des sous-systèmes L1Calo et L1Muon, et prend la décision d'accepter un événement lorsque celui-ci répond à l'un des critères de déclenchement (ceux-ci pouvant être au nombre de 256 au maximum). Dans

ce cas, l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS sont lus, et leurs données sont stockées dans un *pipeline* en attendant d'être traitées par le système de déclenchement de haut niveau. Le processeur central du L1 doit également transmettre au deuxième niveau de déclenchement la liste des régions d'intérêt (RoI), qui sont les zones du détecteur où ont été détectés les objets ayant permis le déclenchement. Les RoI sont essentiellement de taille  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$  (muons),  $0,2 \times 0,2$  (objets électromagnétiques) ou  $0,4 \times 0,4$  (jets).

### 2.8.2 Le système de déclenchement de second niveau (L2 pour *Level-2*)

Le système de déclenchement de second niveau a accès à l'ensemble des informations des sous-détecteurs d'ATLAS, y compris les trajectographes, mais uniquement dans les RoI indiquées par le L1, ce qui représente de 1 à 2% des données d'un événement. Cela permet, dans le délai imparti de 40 ms, de reconstruire les objets dans les RoI avec des algorithmes certes simplifiés mais néanmoins proches de ceux utilisés pour la reconstruction finale. En particulier l'étiquetage des jets de  $b$  peut être réalisé au L2. Les calculs sont effectués par une ferme de calcul dédiée, où chaque événement est traité par une L2PU (*Level 2 Processing Unit*).

### 2.8.3 Le filtre d'événements (EF pour *Event Filter*)

Le filtre d'événements analyse les événements ayant passé avec succès le second niveau de déclenchement. En commençant par les régions d'intérêt, il a accès si besoin à l'ensemble des données des sous-détecteurs. Il utilise les algorithmes de reconstruction standards, pour lesquels les constantes d'étalonnage sont mises à jour régulièrement (ce point est une différence avec la reconstruction hors-ligne, où la période de 36 h entre une prise de données et sa reconstruction est mise à profit pour obtenir des constantes d'étalonnage adaptées). Le temps de calcul consacré à un événement par le filtre d'événements est en moyenne de 4 s environ.

Les événements acceptés par l'EF sont pris en charge par le système d'acquisition d'ATLAS (DAQ) pour être enregistrés. En fonction des chaînes de déclenchement qu'ils ont passé avec succès, les événements sont envoyés vers différents flux (*streams*) pour diminuer la quantité de données à traiter par les tâches d'analyse de données en aval. Ainsi, les trois flux principalement utilisés par les analyses de physique sont *Egamma* (chaînes de déclenchement électron ou photon), *Muons* (chaînes de déclenchement muons) et *JetTauEtmiss* (chaînes de déclenchement jet, tau, ou énergie transverse manquante). D'autres flux sont utilisés pour des tâches de surveillance ou d'étalonnage. Un événement ayant déclenché sur plusieurs types de chaînes se retrouvera donc dans plusieurs flux à la fois.

## Chapitre 3

# Étude et validation du système de déclenchement de premier niveau du calorimètre électromagnétique pour les hautes énergies transverses

### Sommaire

3.1	Introduction . . . . .	60
3.2	Traitement des signaux saturés . . . . .	65
3.3	Validation des réglages pour la saturation . . . . .	70
3.4	Perspectives . . . . .	87
3.5	Conclusions . . . . .	89



Le système de déclenchement de premier niveau d'ATLAS [45] vise à déterminer, pour sa partie calorimétrique nommée « L1Calo », d'une part les régions d'intérêt où se produisent des dépôts de haute énergie transverse compatibles avec des objets physiques ( $e$ ,  $\gamma$ ,  $\tau$ , jet), de l'autre les événements dont l'énergie totale ou l'énergie transverse manquante est importante. La taille des zones de mémoire tampon des cartes d'acquisition du calorimètre (*Front-End Board* ou FEB) imposent qu'un signal de déclenchement doit arriver avec au maximum 2,5  $\mu$ s de latence.

Le système de déclenchement traite les signaux du calorimètre en trois étapes successives [46]. Une électronique analogique, située à côté du cryostat, somme les signaux de différentes cellules. Le résultat est acheminé vers l'électronique du L1Calo située à 70 m dans la caverne de service d'ATLAS, où les signaux sont numérisés et leurs propriétés (énergie transverse, temps d'arrivée) sont déterminées. Puis des algorithmes de recherche des régions d'intérêt sont appliqués sur l'ensemble des informations du calorimètre, et les variables  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  et  $\sum E_{\text{T}}$  sont calculées.

The diagram illustrates the L1 muon trigger system architecture, showing the flow of data from the detector to the central trigger processor.

- On detector:**
  - LAr (EM) Calorimeters** and **Tile/LAr (hadronic) Calorimeters** feed into an **Analogue Sum**.
  - The **Analogue Sum** outputs **~7000 analogue links** and **Twisted pairs, <70 m** to the **Receiver**.
- In USA15:**
  - The **Receiver** feeds into a **Pre-processor** block, which contains:
    - 10-bit FADC
    - Bunch-crossing ident.
    - Look-up table
    - 2x2 sum
    - BC-mux
  - The **Pre-processor** outputs **PPM's** to **To ROD's (for DAQ)**.
  - The **Pre-processor** outputs **9-bit jet elements** and **8-bit trigger towers** to the **JEM's** and **CPM's** respectively.
  - The **Pre-processor** outputs **Serial links (400 Mbit/s)** to the **JEM's** and **CPM's**.
- JEM's (Jet/energy processor):**
  - Processes **EM+hadronic 2x2 sums**, **E<sub>T</sub> sum**, **Jet-finding**, **E<sub>x</sub>, E<sub>y</sub>**, and **Local maximum**.
  - Outputs **Σ E<sub>T</sub>, E<sub>T</sub> max** and **Counting** to the **L1 central trigger processor**.
  - Outputs **Jets** to the **L1 central trigger processor**.
- CPM's (Cluster processor):**
  - Processes **e/γ and τ/h**, **Cluster-finding**, and **Local maximum**.
  - Outputs **Counting** to the **L1 central trigger processor**.
  - Outputs **RoI's** to the **L1 central trigger processor**.
- L1 central trigger processor:**
  - Receives inputs from the **JEM's** and **CPM's**.
  - Outputs **L1 muon trigger** to the **L1 central trigger processor**.

FIGURE 3.1 – Architecture du système L1Calo. La partie analogique du traitement des signaux est représentée en vert, le traitement numérique des tours de déclenchement en rose. La détermination des quantités hadroniques est en jaune, celle des quantités électromagnétiques est en bleu.

### 3.1.1 Sommation des signaux de déclenchement

Les contraintes de latence et de taux de déclenchement décrites ci-dessus imposent une réduction de la granularité du calorimètre électromagnétique. Ses cellules sont regroupées en des structures dites « tours de déclenchement », qui comprennent l'ensemble des couches longitudinales. Leur granularité est de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$  jusqu'à  $|\eta| = 2,5$ , et devient plus grossière au-delà [39]. Le nombre de cellules constituant une tour de déclenchement est ainsi de 60 dans le tonneau et dans les bouchons jusqu'à  $|\eta| = 1,8$ , et décroît ensuite. La composition des tours de déclenchement du tonneau et des bouchons est présentée sur la figure 3.2.

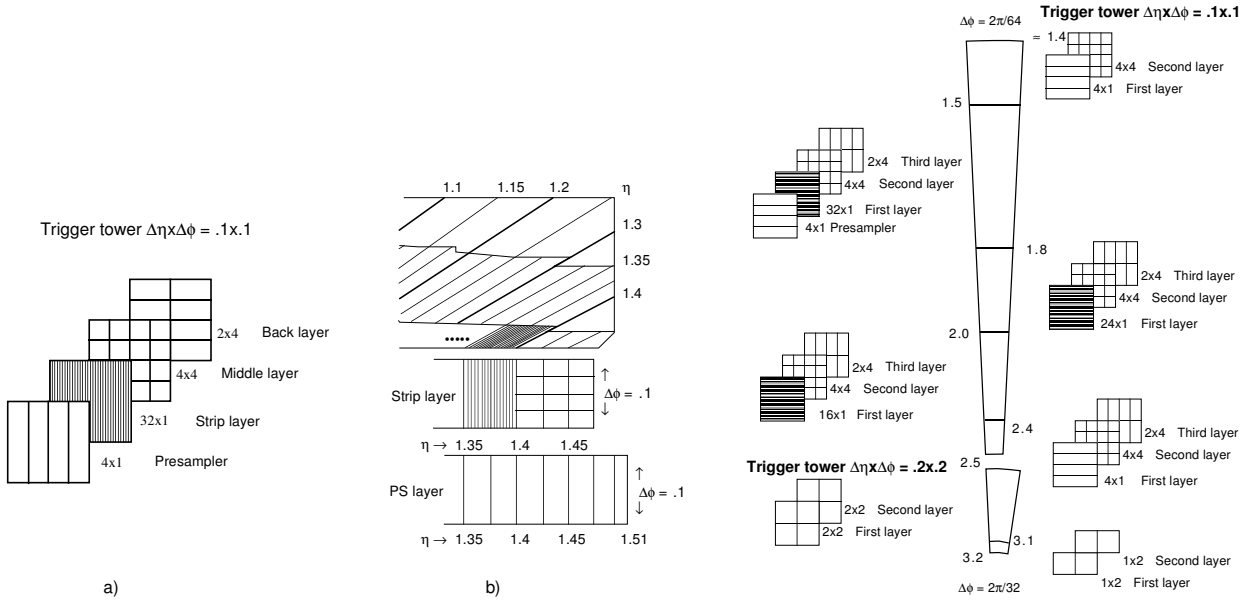


FIGURE 3.2 – Composition des tours de déclenchement électromagnétiques du tonneau (gauche), et des bouchons (droite), avec le cas particulier de la région de transition (milieu).

Les signaux analogiques des cellules d'une tour de déclenchement sont additionnés par une chaîne électronique indépendante de l'électronique de lecture du calorimètre (hormis les préamplificateurs, qui sont communs aux deux chaînes). L'amplitude totale est obtenue en trois étapes, représentées sur la figure 3.3. Les *linear mixers*, situés sur les mêmes circuits que les *shapers* du calorimètre, additionnent les signaux de quatre cellules voisines. Au sein d'une FEB (*Front-End Board*), des cartes de sommation de couche (*Layer Sum Boards* ou LSB) effectuent la sommation des sorties de différents *linear mixers*, afin d'obtenir un signal par couche et par tour de déclenchement.

La dernière étape de la sommation s'effectue dans des cartes de construction des tours (*Tower Builder Boards* ou TBB). Dans une TBB, les signaux des différentes couches sont mis en forme et normalisés (compensation pôle-zéro) afin d'obtenir un même temps de montée (35 ns) et un même gain  $V/E_T$  : 2,5 V pour  $E_T = 256$  GeV [20]. Ils sont ensuite alignés en temps, et finalement sommés.

Pour la partie  $|\eta| > 2,5$  du calorimètre électromagnétique, ainsi que pour le bouchon du calorimètre hadronique, qui utilise également la technologie de l'argon liquide, le plus petit nombre de cellules en jeu permet de s'affranchir des TBB. Seuls les *linear mixers* et les *layer sum boards* sont utilisés dans la sommation.

Dans tous les cas, le signal résultant des tours de déclenchement est envoyé via des paires de câbles croisés d'environ 70 m vers des récepteurs (*receivers*) situés dans la caverne de service d'ATLAS USA15. Les récepteurs appliquent une mise en forme additionnelle aux signaux. Ils possèdent également des amplificateurs à gain variable qui sont utilisés pour l'étalonnage en énergie du L1Calo.

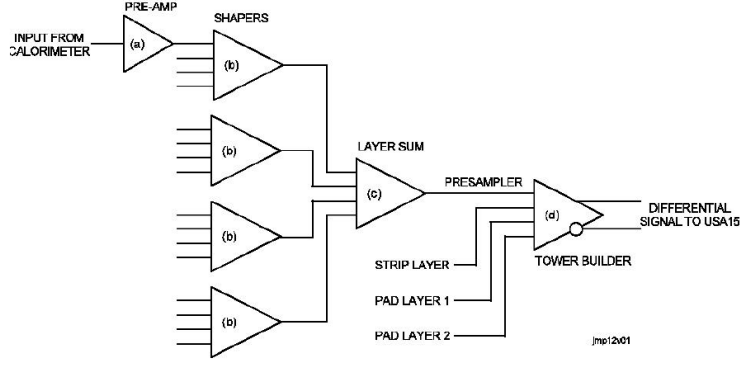


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de la sommation analogique des signaux de déclenchement. *Strip layer*, *Pad layer 1* et *Pad layer 2* représentent respectivement les couches avant, milieu et arrière du calorimètre.

### 3.1.2 Traitement numérique des signaux de déclenchement

Les *receivers* sont les derniers maillons de la chaîne analogique du système de déclenchement de premier niveau. Les signaux sont envoyés dans des *PreProcessor Modules* (PPM), où ils sont numérisés par des systèmes Flash-ADC 10 bits, avec un taux d'échantillonnage de 40,08 MHz. Les temps de numérisation peuvent être ajustés par pas de 1 ns : la meilleure précision sur l'amplitude d'un signal est en effet obtenue lorsque l'un des échantillons est pris exactement au maximum du *pulse*. L'étalonnage en énergie du système de déclenchement porte la granularité du signal numérisé à 1 coup ADC pour 250 MeV. Le niveau de la ligne de base (*pedestal*) analogique avant numérisation peut être configuré. Il correspond en moyenne à 31 coups ADC. La figure 3.4 montre ainsi un exemple de signal d'énergie 150 GeV après numérisation.

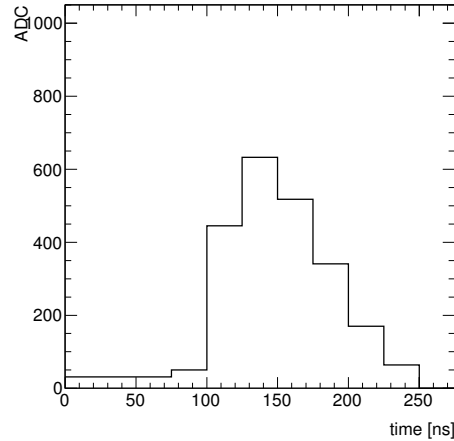


FIGURE 3.4 – Exemple de signal correspondant à une énergie  $E_T = 150$  GeV après numérisation.

La détermination finale de l'énergie d'un signal, ainsi que l'identification du croisement de faisceau dont il est issu (BCID), sont réalisées dans les préprocesseurs par un algorithme utilisant un filtre Finite Input Response (FIR) et une recherche de pic. Le filtre FIR consiste à calculer pour chaque échantillon de signal  $s_n$

$$A_n = \sum_{i=-2}^{i=+2} a_i s_{n+i} \quad (3.1)$$

où les coefficients  $a_i$  sont choisis de manière à obtenir la meilleure résolution possible en énergie tout en assurant que  $A_n$  est extrémal pour le bon  $n$ . Les valeurs optimales de ces coefficients dépendent donc de la forme des signaux dans une tour donnée. Le croisement de faisceau est identifié comme celui pour lequel la somme  $A_n$  est maximale. L'énergie du signal est obtenue via une *look-up table*, qui effectue une normalisation de  $A_n$  après soustraction de la ligne de base et suppression du bruit ; le résultat est une énergie transverse en GeV codée sur 8 bits.

En résumé, le flux de sortie d'une look-up table est le suivant : 0 dans le cas général, et une énergie transverse sur 8 bits dans le BC identifié lorsqu'un signal est détecté.

### 3.1.3 Logique de déclenchement

Les déclenchements sur les objets électromagnétiques ( $e$ ,  $\gamma$  et  $\tau$ ) sont traités par les *Cluster Processor Modules* (CPM). Pour réduire la quantité de câbles nécessaires, et dans la mesure où le signal d'une tour donnée est le plus souvent 0, la transmission des informations des PPM vers les CPM est multiplexée, à raison d'un câble pour deux tours. Les CPM collectent ainsi les signaux des tours de déclenchement électromagnétiques et appliquent pour chaque croisement de faisceau un algorithme à fenêtre glissante pour repérer les dépôts d'énergie.

Cet algorithme consiste à rechercher les maxima locaux d'énergie dans le plan  $(\eta, \phi)$  avec une granularité  $0,2 \times 0,2$  (régions d'intérêt ou RoI), au sein desquelles l'un des binômes de tours de taille  $0,2 \times 0,1$  ou  $0,1 \times 0,2$  a une énergie au-dessus d'un des seuils de déclenchement. En plus des énergies, certaines propriétés d'isolation (électromagnétique ou hadroniques) peuvent également être calculées. La figure 3.5 illustre le fonctionnement de cet algorithme. Les résultats des CPM sont rassemblés par une série de modules de regroupement (*Common Merger Modules*, ou CMM), qui déterminent pour chaque seuil de déclenchement et chaque type d'objet, le nombre d'amas dont l'énergie dépasse ce seuil. Ces valeurs sont alors transmises au processeur central de déclenchement (CTP), pour la prise de décision finale.

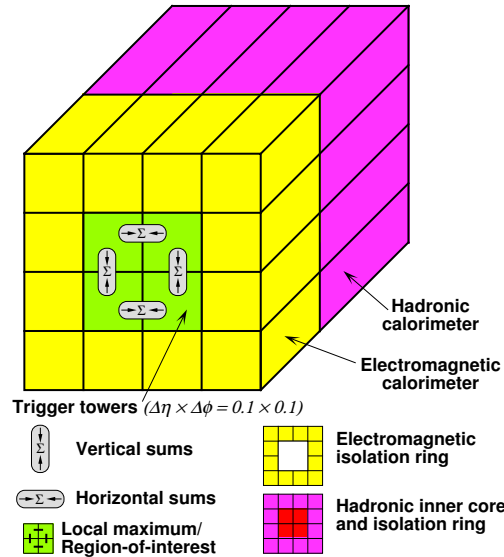


FIGURE 3.5 – Principe de l'algorithme à fenêtre glissante pour rechercher les régions d'intérêt dans les dépôts calorimétriques.

Le processus est similaire pour les voies de déclenchement hadroniques, à quelques différences près. Au sein des PPM, les tours de déclenchement sont regroupées et sommées en éléments de granularité  $0,2 \times 0,2$ . Ces éléments sont les sommes des tours électromagnétiques et hadroniques, et leur énergie est encodée sur 9 bits. Les *Jet Energy Modules* (JEM) travaillent à partir de ces éléments, et recherchent les jets avec un algorithme similaire à celui des CPM, mais avec une

granularité plus grossière de  $0,2 \times 0,4$  et  $0,4 \times 0,2$ . Les CMM associés au JEM rassemblent le nombre de jets dont l'énergie dépasse l'un des différents seuils de déclenchement, et calculent également l'énergie transverse totale et l'énergie transverse manquante de l'événement.

Le CTP rassemble les informations en provenance des CPM et JEM (via les CMM), et de leurs équivalents pour les voies de déclenchement des muons. La décision d'émettre un signal de déclenchement (L1Accept) est prise en tenant compte du nombre d'objets passant les seuils de déclenchement, des éventuels facteurs de réduction, et des temps morts, qui imposent un minimum de 5 BC entre deux déclenchements.

Un signal L1Accept signifie que l'événement est transmis au deuxième niveau de déclenchement, et que les signaux des sous-détecteurs d'ATLAS sont lus dans les régions d'intérêt (RoI) repérées au premier niveau, pour le croisement de faisceau qui a été déterminé.

### 3.1.4 Étalonnage électrique du système de déclenchement du calorimètre

Le système d'étalonnage du calorimètre à argon liquide [37] simule des dépôts d'énergie dans le détecteur. Il utilise pour cela des résistances à faible tolérance, qui permettent l'injection de courants connus avec une précision au pour-mille dans la voie de lecture, directement au niveau des électrodes.

L'étalonnage est opéré par des cartes électroniques dédiées, situées dans les mêmes chassis (FEC) que les cartes de lecture du calorimètre, soit juste au-dessus des traversées du cryostat, pour minimiser les longueurs de câbles que parcourent les signaux de calibration. Chaque carte contrôle 128 circuits d'injection, qui sont connectés chacun à un nombre de cellules variable, de 8 (pour les cellules des deuxième et troisième compartiments électromagnétiques) à 32 (premier compartiment). Les cellules connectées à un circuit d'injection donné sont disjointes, de manière à pouvoir étudier les effets de diaphonie.

Le circuit d'injection d'étalonnage a été conçu de manière à générer des signaux aussi ressemblants que possible aux signaux de physique. Un signal d'étalonnage est créé par la décharge d'une inductance (circuit de type RL) lorsqu'un signal de commande est reçu. Il a donc une forme exponentielle (voir la figure 3.6), au lieu de la forme triangulaire des signaux d'ionisation dans l'argon. Les valeurs des composants sont choisis de manière à avoir une pente à l'origine proche de celle des signaux de physique. L'amplitude du signal d'étalonnage dépend linéairement de l'intensité avec laquelle l'inductance a été chargée, intensité qui est contrôlée par un convertisseur numérique-analogique. La linéarité du système de calibration est au niveau de 0,1%, pour fournir des signaux d'amplitude équivalente à une énergie allant jusqu'à 3 TeV.

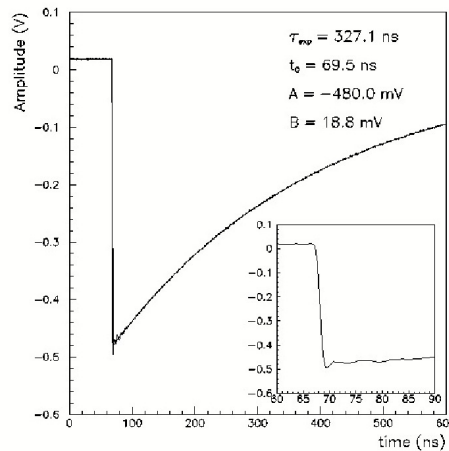


FIGURE 3.6 – Forme des signaux injectés lors de l'étalonnage du calorimètre. L'encadré montre la tension de commande correspondante.

Le système d'étalonnage a été conçu pour la mesure de l'échelle d'énergie de la voie de lecture du calorimètre, mais il est également utilisé pour l'étalonnage de la voie de déclenchement. Plusieurs types de séquences d'étalonnage sont effectuées régulièrement :

- les rampes, qui consistent en une série d'injections de signaux d'amplitudes croissantes, sont utilisées pour l'étalonnage en énergie de l'électronique de déclenchement. Les énergies transverses des tours de déclenchement calculées à partir des valeurs ADC des échantillons numérisés sont comparées aux valeurs de la voie de lecture. La différence de réponse est corrigée en ajustant les gains des récepteurs ;
- les séquences de prise de lignes de base (*pedestals*) donnent les valeurs utilisées par l'étape de soustraction de base lors de la détermination de l'énergie des signaux ;
- les séquences de retard, dites *Phos4*, consistent à injecter 25 fois le même signal, en décalant à chaque prise le temps de numérisation des FADC de 1 ns. Ils permettent d'étudier les formes des signaux, et sont utilisés pour déterminer les temps de numérisation utilisés lors des autres séquences d'étalonnage.

Par ailleurs, certaines séquences spéciales de rampe et *Phos4* sont effectuées pour déterminer le comportement du système de déclenchement dans le régime des hautes énergies. Les énergies des rampes s'échelonnent ainsi de 0 jusqu'à saturation des cartes d'étalonnage.

## 3.2 Traitement des signaux saturés

### 3.2.1 Effets de saturation dans la voie de déclenchement

Les contraintes de bande passante et de latence de la voie de déclenchement imposent, en plus d'une granularité réduite par rapport à la voie de lecture du calorimètre, une gamme dynamique plus faible. Là où la voie de lecture encode l'énergie mesurée sur 12 bits avec 3 gains possibles, la sortie des PPM dans la voie de déclenchement est une énergie transverse encodée sur 8 bits, avec une précision de 1 GeV.

Ainsi, au-dessus de l'énergie transverse maximale encodable, 255 GeV, un signal est considéré nécessairement intéressant et est suffisant pour obtenir un déclenchement. Le corollaire de ce choix est qu'à très haute énergie, des effets de saturation peuvent se produire.

Puisque les signaux analogiques sont numérisés par des FADC 10 bits, la saturation numérique est atteinte quand un échantillon est numérisé à 1023. Compte-tenu de la précision de la numérisation, fixée à 250 MeV/ADC, et de la valeur de base d'environ 30 ADC, la saturation numérique a lieu pour des énergies transverses de 248 GeV environ. En fait, la logique de déclenchement peut considérer toute valeur prédéterminée comme seuil de saturation. La valeur actuellement implémentée est de 1020 ADC, pour se prémunir contre des erreurs de numérisation sur les bits de poids faible, rares mais difficiles à repérer.

De même, l'électronique analogique de sommation des tours de trigger ne peut à la fois être linéaire sur toute la gamme d'énergie du calorimètre et avoir une bonne résolution à des énergies transverse d'une dizaine de GeV. Lors de la conception, la valeur de 255 GeV a ici également été choisie comme valeur limite : la chaîne analogique doit être linéaire jusqu'à 255 GeV, avec un bruit limité à 400 MeV. Au-delà, l'unique contrainte est que l'amplitude du signal au pic en sortie des TBB reste supérieure à sa valeur à 255 GeV, soit 2,5 V.

La saturation analogique peut *a priori* se produire à toute étape de la chaîne de sommation des tours de déclenchement (*Linear Mixers*, *Layer Sum Boards*, et *Tower Builder Boards*), du fait de la gamme dynamique limitée de tout composant électronique. La saturation analogique peut poser un problème pour le déclenchement au niveau de la mise en forme des signaux. Celle-ci est en effet assurée par un circuit CR-RC, qui réalise donc dans le cas linéaire une dérivation suivie d'une intégration du signal. Dans le cas de la saturation et de signaux variant très vite, ces opérations sur le signal ne sont plus réalisées nominalement, et dans le pire des cas un signal saturé peut avoir

en sortie de la mise en forme une amplitude inférieure à celle d'un signal non saturé. Ce problème potentiel a été pris en compte lors de la conception des TBB [86].

Les signaux d'énergie transverse supérieure à 255 GeV jouent donc un rôle particulier dans la voie de déclenchement :

- ils peuvent souffrir d'effets de saturation analogique, donc être déformés par rapport à des signaux non saturés ;
- ilsaturent le numériseur FADC. Un traitement spécial leur est réservé dans la logique du déclenchement ;
- ils sont nécessairement intéressants pour la physique, et l'électronique doit donc déclencher sur eux.

### 3.2.2 Identification du croisement de faisceau pour les signaux saturés

Un signal dont au moins un échantillon est saturé (encodé à 1020 coups ADC) ne nécessite pas de détermination d'énergie : il est nécessairement traduit en une énergie de 255 GeV en sortie du PPM, et déclenchera nécessairement un signal L1Accept. Seule reste à effectuer l'identification du croisement de faisceau auquel le signal appartient.

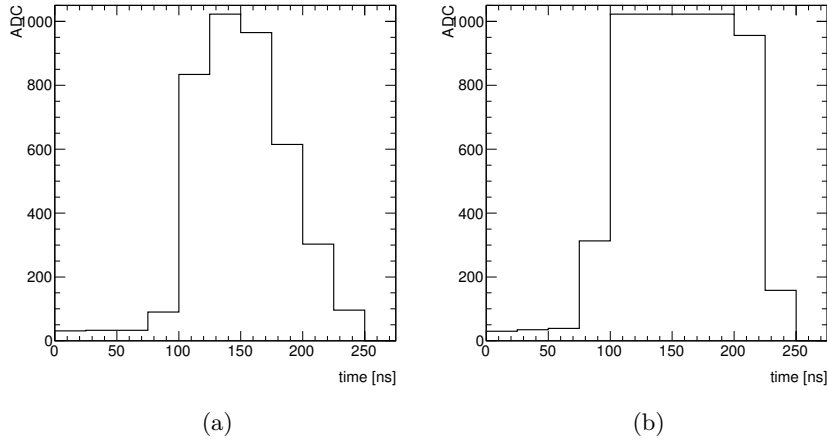


FIGURE 3.7 – (a) Exemple d'un signal peu saturé ( $E_T = 300$  GeV). (b) Exemple d'un signal très saturé ( $E_T = 1,1$  TeV) où l'algorithme de détection de pic est mis en défaut.

Pour les signaux non saturés, le BCID est comme indiqué à la section 3.1.2 un produit du FIR : le croisement de faisceau correct est celui pour lequel la somme pondérée  $A_n$  est maximale. Avec un signal dont plusieurs échantillons consécutifs sont saturés (jusqu'à 5 à très haute énergie), le bon fonctionnement de l'algorithme de recherche de maximum n'est plus garanti, et celui-ci déclenche en général un croisement de faisceau trop tard. La figure 3.7 illustre ce comportement : avec un signal peu saturé, le maximum du pic est encore aisément identifiable et l'algorithme fonctionne correctement ; en revanche, pour un signal où de nombreux échantillons sont saturés, l'algorithme est mis en défaut.

La figure 3.8 montre ainsi l'énergie transverse moyenne dans la voie de déclenchement obtenue pour une centaine de signaux d'étalonnage de haute énergie dans le tonneau du calorimètre (la réponse du système à chaque impulsion étant nécessairement 0 ou 255). Pour la majeure partie du tonneau la décision de déclenchement a toujours été prise 1 BC trop tard. Le comportement différent de certaines tours à grande pseudo-rapacité s'explique par le fait qu'elles ont des formes de signaux légèrement différentes et que les signaux d'étalonnage sont équivalents à une certaine énergie (relativement uniforme dans le tonneau), alors que la voie de déclenchement fonctionne en énergie transverse.

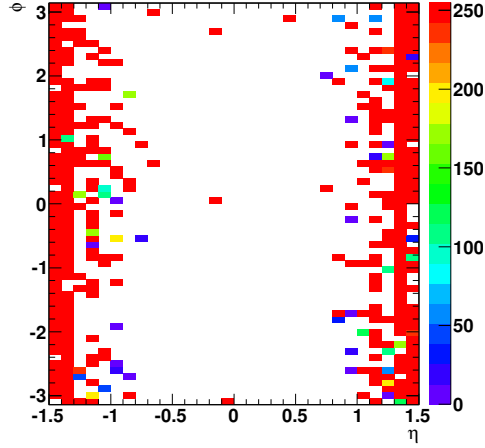


FIGURE 3.8 – Énergie transverse moyenne (en GeV) des tours de déclenchement électromagnétiques dans le tonneau pour 100 signaux d'étalonnage d'énergie  $\sim 2,4$  TeV, lorsque seul l'algorithme de détection de pic est utilisé. Les tours en blanc sont celles pour lesquelles la décision de déclenchement a toujours été 1 BC trop tard.

C'est pourquoi un algorithme de BCID dédié est utilisé dans le cas de signaux saturés. Il se base sur la comparaison des valeurs des deux échantillons précédant le premier échantillon saturé, avec deux seuils prédéfinis. Suivant le résultat des comparaisons, la décision de déclenchement sera sur le premier échantillon saturé, ou sur le suivant (que celui-là soit saturé ou non). Plus précisément :

- Soient  $s$  le premier échantillon saturé,  $SH$  et  $SB$  les seuils haut et bas,  $BCID$  le croisement de faisceau identifié comme celui auquel le signal appartient ;
- Si  $ADC(s-1) > SH$  et  $ADC(s-2) > SB$ 
  - Alors  $BCID = s$
- Sinon
  - Alors  $BCID = s + 1$

La décision est ainsi prise sur le premier échantillon saturé, sans tenir compte des échantillons suivants, mais en utilisant le front de montée du signal, au moins sa partie non saturée. Les deux seuils peuvent être choisis indépendamment pour chaque tour de déclenchement, afin d'adapter le comportement de l'algorithme aux spécificités de chaque tour (forme des signaux, temps de numérisation...).

Dans le cas d'un signal saturé, les deux algorithmes fonctionnent en parallèle. Lorsqu'ils renvoient des réponses différentes, la logique de l'électronique de déclenchement veut que l'identification sur le croisement de faisceau le plus tôt des deux ait précedence. Dans la mesure où les *Cluster Processors* et les *Jet and Energy Processors* traitent l'information des tours de déclenchement BC par BC, et que la lecture du calorimètre entraîne un temps mort de 5 BC lorsqu'un signal L1Accept est émis, seul le premier BC identifié a de l'importance. Pour les voies de déclenchement électromagnétiques, le multiplexage des signaux entre les PPM et les CPM ne change pas cette logique : ces derniers ne reçoivent de l'information que sur le premier BC où de l'énergie est détectée [6].

Un exemple de signal extrêmement saturé, correspondant typiquement à une énergie transverse de 2 TeV dans une tour de déclenchement du tonneau, est présenté sur la figure 3.9. Il montre comment les algorithmes de filtre FIR (éléments verts) et à seuils (éléments bleus) peuvent identifier des BC différents, et qu'alors la décision finale (en rouge) sera sur le plus tôt des deux.

Un troisième algorithme dédié à l'identification des croisements de faisceaux, qui utilise un comparateur sur le front de montée du signal analogique avant numérisation, avait été prévu



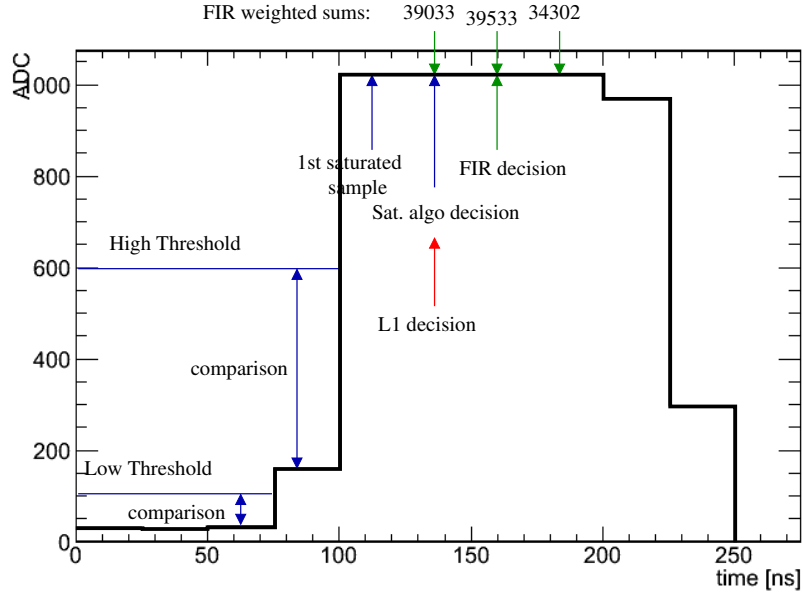


FIGURE 3.9 – Exemple d’un signal saturé où les algorithmes à filtre FIR (vert) et à seuils (bleu) identifient un BC différent. La décision de déclenchement du L1 (rouge) est sur le plus tôt des BC identifiés.

comme solution de repli pour les signaux saturés dans le cas de temps de montée très courts, ce qui est observé dans les signaux de physique. Cependant, peu de travail a été réalisé pour calibrer le seuil du comparateur ou les temps de démarrage de cet algorithme, dans la mesure où tous les efforts ont été concentrés sur la mise au point de la solution numérique. À l’avenir, pourvu qu’une étude dédiée soit réalisée, ce troisième algorithme pourrait permettre d’améliorer la gamme d’énergie du bon fonctionnement du BCID, compte-tenu des difficultés du fonctionnement avec les deux premiers algorithmes qui vont être détaillés dans ce chapitre.

### 3.2.3 Adaptation de la configuration de l’électronique en fonction de l’expérience acquise sur les signaux de physique

Au démarrage du LHC, il était prévu que l’algorithme à seuils seul suffise à effectuer le BCID des signaux saturés, et que des données d’étalonnage dédiées permettent de le mettre au point. L’algorithme de recherche du pic en sortie sur filtre FIR aurait été utilisé jusqu’au seuil de saturation, où l’algorithme à seuils aurait pris le relais. Le comportement du BCID des signaux saturés avait été déterminé lors de la conception des préprocesseurs, sur la base de simulations de formes de *pulses* dans la voie de déclenchement. Les valeurs par défaut des seuils ainsi obtenus étaient de 255 pour le seuil bas et de 797 pour le seuil haut [128].

Les formes de signaux qui sont déterminées à partir des données d’étalonnage sont significativement différentes de ces anciennes simulations. En conséquence, la mise au point de l’algorithme à seuils telle que prévue lors de sa conception s’est révélée plus difficile qu’attendu, avec en particulier l’impossibilité pour certains tours de trouver des seuils bas et haut qui permettent de le faire fonctionner dans l’ensemble du régime saturé. Pour ces tours, il y aurait eu un trou dans la couverture de l’algorithme soit au début du régime de saturation (autour de 255 GeV), soit aux très hautes énergies (au-delà d’un ou deux TeV).

Au début de la prise de données d’ATLAS, et jusqu’au 5 juin 2010, l’algorithme à seuils n’était pas étalonné ni utilisé. L’algorithme de recherche de pic était utilisé sur toute la gamme d’énergie. Sachant qu’il donne des résultats corrects jusqu’à 500-700 GeV (voir 3.3.4), il est probable que

les événements avec des dépôts de très haute énergie (échelle du TeV), s'il y en a eu, aient été incorrectement enregistrés un BC trop tard, et ne soient pas reconstituables. Pour se prémunir contre cette erreur systématique, les analyses de recherche de bosons  $W'$  et  $Z'$  qui seront présentées en 3.3.7, ont exclu les données prises pendant cette période. Celle-ci représente heureusement une faible fraction de la luminosité totale accumulée.

Par la suite, la logique de l'électronique de déclenchement a été reconfigurée pour permettre aux deux algorithmes de tourner en parallèle, et des seuils ont été déterminés pour l'algorithme du régime saturé. Les valeurs implémentées, à raison d'un jeu pour le tonneau, et un jeu pour les bouchons, ont été déterminées d'après l'étude de données d'étalonnage, avant la modification de la logique de l'électronique de déclenchement.

Dans la mesure où les formes des signaux observés sont assez différentes de celles prédites par les simulations réalisées lors de la conception de l'électronique, une analyse similaire à celle de [128] a conduit aux résultats suivants. Pour le tonneau (les bouchons), le seuil bas est mis à 37 (50), et le seuil haut à 569 (618). Le seuil de saturation, à partir duquel l'électronique renvoie une énergie transverse de 255 GeV, est réglé à 1020 pour tout le calorimètre.

La valeur de 1020 est préférée à 1023, la valeur maximale en sortie des FADC, pour se prémunir contre un problème matériel sur un bit de poids faible lors de la numérisation, problème qui peut apparaître dans un petit nombre de tours. Une telle erreur est facilement détectée dans les séquences d'étalonnage lorsqu'elle se produit sur un bit de poids fort, et le matériel défectueux est alors remplacé, mais elle peut passer inaperçue si un bit de poids faible est en cause. La figure 3.10 montre trois tours de déclenchement présentant ce problème, qui ont été repérées lors d'une séquence d'étalonnage. De temps à autre la valeur de sortie du FADC est de 1021 ou 1022 alors qu'elle devrait être à la valeur maximale 1023.

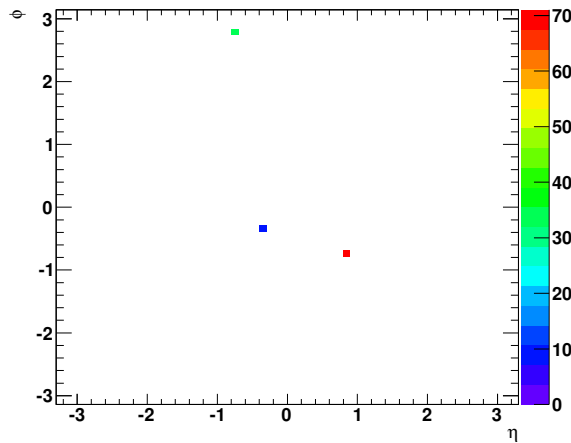


FIGURE 3.10 – Tours de déclenchement affectées par une erreur de numérisation sur un bit de poids faible, repérées lors d'un étalonnage.

Le mode de fonctionnement où les deux algorithmes sont exécutés en parallèle est plus flexible, et plus robuste, que le mode de fonctionnement originel. En effet, l'algorithme à seuils ne doit plus impérativement fonctionner correctement dès le début du régime saturé (vers 255 GeV) : comme le bon fonctionnement de l'algorithme de recherche de pic s'étend jusqu'à un certain point à des énergies supérieures, il est dorénavant suffisant que les domaines de validité en énergie des deux algorithmes se recouvrent. En pratique la limite haute de validité de l'algorithme de détection de pic est pour la plupart des tours au-delà de 600 GeV, ce qui laisse beaucoup de marge par rapport à ce qui était prévu initialement.

### 3.3 Validation des réglages pour la saturation

La configuration de l'électronique de déclenchement en régime saturé décrite au paragraphe précédent a été utilisée pour tout le reste de la prise de données 2010. Afin de fournir des incertitudes fiables sur les taux de déclenchement aux analyses qui étudient les photons et électrons de haute énergie, comme les recherches de bosons  $W'$  et  $Z'$ , les performances exactes de cette configuration doivent être évaluées.

Le travail présenté ici se concentre sur la validation de la configuration du calorimètre électromagnétique (tonneau et bouchons) uniquement, pour les raisons suivantes :

- pour ces parties, la chaîne d'électronique de déclenchement est homogène (utilisation des *Tower Builder Boards*), donc les formes des signaux sont semblables d'une tour à l'autre. Les signaux du calorimètre vers l'avant ou du calorimètre à tuiles ont potentiellement des comportements différents à l'échelle du TeV, et devront faire l'objet d'une étude séparée ;
- dans la mesure où l'électronique de déclenchement mesure des énergies *transverses*, la saturation des tours du FCAL n'est pas attendue pour des faisceaux de protons de 3,5 TeV ;
- les jets ont une proportion significative de leur énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (typiquement de 30 à 50 %). La validation du BCID dans le régime saturé pour les tours de déclenchement hadroniques peut ainsi être provisoirement ignorée tant que l'on s'assure que les tours électromagnétiques fonctionnent correctement.

#### 3.3.1 Difficultés de la validation de l'algorithme à seuils

L'algorithme à seuils compare le front de montée des signaux de déclenchement à deux seuils prédéfinis. Comme le régime saturé s'étend sur plus d'un ordre de grandeur, de 255 GeV ( $E_T$ ) à 3,5 TeV ( $E$ ), des effets petits au début de l'intervalle peuvent devenir importants aux plus hautes énergies. De tels effets rendent la validation de l'algorithme délicate ; il n'est en particulier pas possible de déterminer entièrement son comportement sur la base de données d'étalonnage.

- Dans la roue interne du calorimètre, les cartes d'étalonnage ne peuvent pas fournir assez de courant pour simuler des dépôts d'énergie de 3,5 TeV, du moins dans la configuration actuellement utilisée par l'étalonnage du L1Calo.
- Un changement des temps de numérisation implique un décalage des échantillons numérisés par rapport au signal de déclenchement. Pour le front de montée de très grands *pulses*, cela peut se traduire par une différence significative de coups ADC. La différence des temps de numérisation entre les prises de données d'étalonnage et de physique a donc des effets très importants.
- Puisque les valeurs ADC sont comparées directement aux seuils, le bruit électronique n'est pas moyenné sur plusieurs échantillons comme dans le cas du filtre FIR. Les seuils doivent donc être placés suffisamment loin des valeurs ADC moyennes attendues dans l'intervalle de validité de l'algorithme, pour que celui-ci soit robuste vis-à-vis du bruit.
- Les formes des signaux varient légèrement d'une tour de déclenchement à l'autre, comme le montre la figure 3.11. La validation doit donc être menée pour chaque tour individuellement.
- Bien que le circuit de création des *pulses* d'étalonnage ait été conçu afin d'imiter au mieux les signaux de physique, il reste une différence entre *pulses* de calibration et de physique. La différence exacte n'a pas été calculée dans la voie de déclenchement. En revanche elle l'a été dans la voie de lecture du calorimètre, ce que montre la figure 3.12.

Si une partie de la différence (en particulier sur la descente) provient de la forme exponentielle des signaux de calibration, le comportement du front de montée et la différence d'amplitude au pic s'expliquent par le trajet des signaux. Les lignes d'étalonnage sont connectées aux pistes de lecture des cellules à l'arrière du calorimètre, au même endroit que les câbles de lecture remontant jusqu'aux FEB. Comme les pistes de lecture ont une petite inductance intrinsèque, le début du signal d'étalonnage est en partie redirigé directement vers la voie de lecture. la figure 3.14 présente

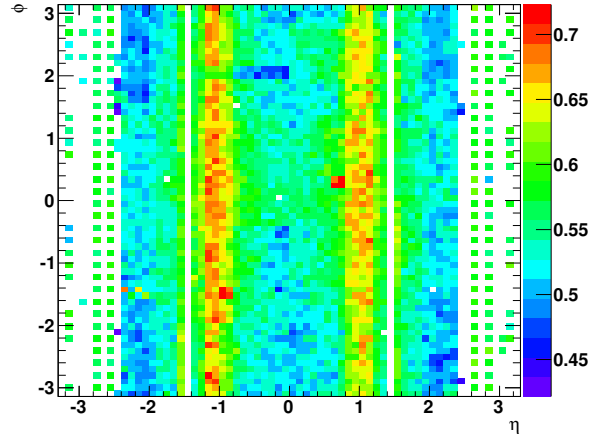


FIGURE 3.11 – Distribution d’une variable  $(\frac{n-1}{n})$  caractéristique de la largeur des signaux. Sa définition exacte sera donnée à la section 3.3.2. Note : sur cette carte et les suivantes, les tours de déclenchement sont toujours représentées par des points de taille  $0,1 \times 0,1$ , même lorsque leur granularité est plus grossière (cas des roues internes des bouchons).

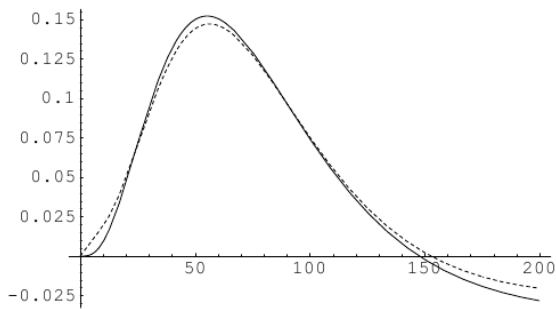


FIGURE 3.12 – Différence entre des signaux d’étalonnage (pointillés) et de physique (trait plein) après mise en forme, d’après la simulation de la voie de lecture du calorimètre [125]

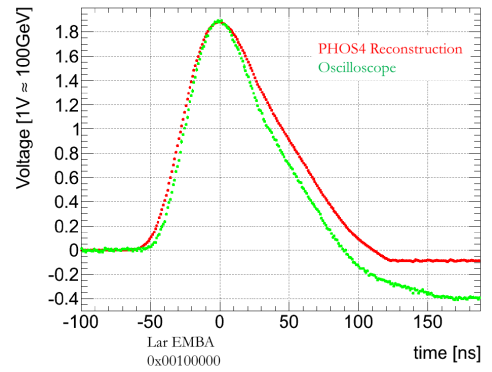


FIGURE 3.13 – Comparaison d’un signal de déclenchement observé à l’oscilloscope dans les données de physique (vert), et d’un signal d’étalonnage de même amplitude au pic, reconstruit lors d’une séquence *Phos4* (rouge), pour une tour du tonneau.

de manière simplifiée cette différence de schéma électrique entre les signaux d'étalonnage et ceux de physique.

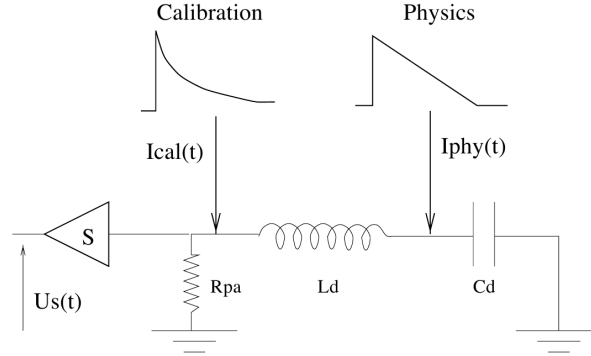


FIGURE 3.14 – Schéma électrique simplifié de la lecture des signaux du calorimètre.  $S$  représente la préamplification et la mise en forme des signaux dans les FEB.  $C_d$  est la capacitance des cellules du calorimètres.  $L_d$  est l'inductance des pistes de lecture. L'arrivée des signaux d'étalonnage se fait en aval de  $L_d$ , au contraire des signaux de physique [125].

Or le front de montée des signaux est de première importance dans le cas de la saturation. La différence entre les signaux d'étalonnage et de physique 50 ns avant le maximum du *pulse* est certes petite comparée à l'amplitude au pic, et n'affecte pas l'étalonnage en énergie dans le régime linéaire. Cependant, comme l'amplitude du signal d'étalonnage est 2 à 3 fois plus grande que celle du signal de physique en ce point, la différence en terme de coups ADC est très significative pour de grands *pulses*.

En 2011, quelques mesures de signaux de physique ont été effectuées à l'aide d'oscilloscopes branchés au niveau des récepteurs, et qui seuls permettent de les observer complètement avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. La figure 3.13 présente la comparaison entre un tel signal, et un signal d'étalonnage de même amplitude au pic, reconstruit lors d'une séquence *Phos4*. La différence observée au début du signal est assez similaire à celle prédite par la simulation de la voie de lecture.

### 3.3.2 Utilisation des données d'étalonnage

Les points mentionnés ci-dessus montrent qu'il n'est pas possible de valider le BCID sur toute la gamme d'énergie en utilisant uniquement les données d'étalonnage. Cependant, si les valeurs ADC des *pulses* de trigger numérisés ne sont pas directement transposables de l'étalonnage vers la physique, le comportement général de l'électronique de déclenchement quand l'énergie augmente est préservé.

Les données d'étalonnage sont donc un moyen d'étudier le comportement du système L1Calo aux grandes énergies, où les données de physique sont encore rares, de manière à découvrir la nature des problèmes qui limitent la gamme de validité des algorithmes de BCID. Cette section a ainsi pour but de lister l'ensemble des enseignements tirés de l'étude des données d'étalonnage.

#### Cas d'une *Tower Builder Board* défectueuse

La prise de données d'étalonnage à haute énergie a montré que lors de la prise de données 2010 une TBB, responsable de la sommation des tours de déclenchement dans la région  $\eta \in [-1,4; 0]$ ,  $\phi \in [1,96; 2,15]$ , était défectueuse. La cause en était un problème d'alimentation basse tension, situé sur la carte et donc inaccessible. La réponse en énergie des tours sommées par cette TBB n'était linéaire que jusqu'à 120 GeV environ. Au-delà, des effets de saturation analogique avaient lieu, et

l'étalonnage en énergie n'était pas fiable. La figure 3.15 montre la forme de signaux d'intensité croissante pour une des tours affectées, tels que reconstruits lors d'un étalonnage (séquence *Phos4*).

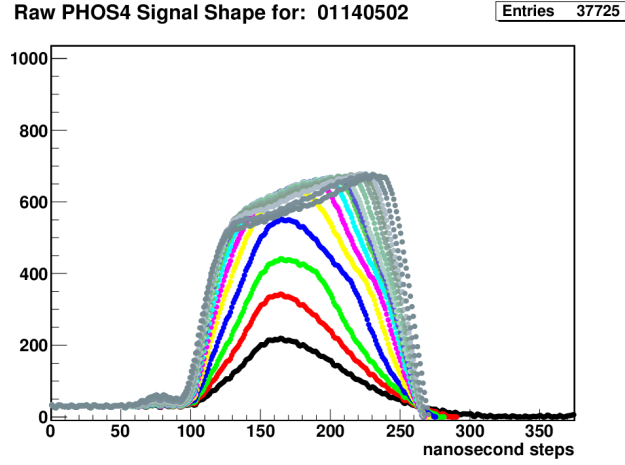


FIGURE 3.15 – Reconstruction lors d'une séquence *Phos4* de signaux d'énergie croissante pour une des tours sommées par la TBB défectueuse. Leur forme varie considérablement à mesure que l'amplitude augmente, avec déformation et saturation du signal dès 600 coups ADC.

Comme le signal de ces tours n'atteint jamais le seuil de saturation, l'algorithme de recherche de pic est utilisé pour le BCID sur toute la gamme d'énergie. Au vu des signaux très déformés obtenus à haute énergie, l'intervalle de validité de l'algorithme est plus restreint que pour les tours non affectées. Les données d'étalonnage montrent que la décision de déclencher est prise un BC trop tard à partir de 350 GeV environ. Comme il sera détaillé plus loin, le mauvais comportement des tours de cette TBB a nécessité de les retirer de l'acceptance de l'analyse de recherche de bosons  $W'$ .

La *Tower Builder Board* défectueuse a été remplacée lors de l'arrêt hivernal 2010-2011, en même temps que des transmetteurs optiques (OTX) défectueux de la voie de lecture du calorimètre.

### Recouvrement entre les algorithmes à seuil et à détection de pic

Lorsque les deux algorithmes sont exécutés en parallèle, le comportement de l'électronique de déclenchement est correct sur l'ensemble du régime saturé pour une tour de déclenchement données lorsque :

$$E_T^{\min}(\text{alg. seuils}) < E_T^{\max}(\text{detec. pic}) \quad (3.2)$$

$$E_T^{\max}(\text{alg. seuils}) > 3,5 \text{ TeV} \quad (3.3)$$

où  $E^{\min}$  et  $E^{\max}$  sont les limites basses et hautes de leurs intervalles de validité respectifs.

Une recherche de tours ne respectant pas la première condition a été menée dans des données d'étalonnage. Pour étudier le fonctionnement de l'algorithme à seuils, des seuils extrêmes (1020 pour le seuil haut, 0 pour le seuil bas) avaient été implémentés, afin d'obtenir un comportement plus simple et prédictible de l'algorithme.

Cette recherche a fait apparaître deux tours ne respectant pas la première condition. L'une d'elles avait un problème matériel (erreurs de numérisation) et le composant défectueux a été remplacé. L'autre, située en  $\eta = -0,45$ ,  $\phi = 2,215$ , se voit attribuer un mauvais BC pour des énergies transverses entre 730 et 850 GeV environ. Si on la compare à ses voisines, qui sont censées avoir des signaux comparables, elle a à la fois un  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  plus élevé et un  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  plus faible.

Ce comportement est compatible avec l'hypothèse d'un mauvais temps de numérisation pour cette tour, et plus précisément d'une numérisation ayant lieu trop tôt par rapport au signal analogique. En effet dans ce cas les premiers échantillons ADC sont plus bas qu'attendu, tandis que les derniers sont, eux, plus grands. Dans ce cas, il paraît naturel que les sommes pondérées du filtre FIR favorisent le BC situé 25 ns après le maximum réel du *pulse*. Ainsi,  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  est plus bas pour cette tour que pour d'autres. L'utilisation des seuils extrêmes a pour conséquence que l'algorithme dédié aux signaux saturés décide toujours de déclencher sur le BC suivant le premier échantillon saturé. Par suite, comme le front de montée des signaux de cette tour est plus bas que la normale, l'algorithme à seuils renvoie un résultat correct à partir d'une énergie plus grande que pour les autres tours.  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  est donc plus élevé pour cette tour.

L'hypothèse d'un mauvais temps de numérisation est vérifiée en réalisant une carte des temps de numérisation moyens pour chaque tour. Ce temps est déterminé par un simple ajustement parabolique sur les trois échantillons centraux des signaux. Cette forme approchée n'est sans doute pas adaptée pour déterminer les temps absolus, mais elle est tout à fait suffisante pour investiguer les différences de temps entre tours de déclenchement voisines. Cette procédure a montré que la tour analysée en détails dans cette section avait un temps de numérisation décalé d'environ 3,5 ns par rapport à ses voisines.

L'analyse de cet exemple montre que le recouvrement des algorithmes de BCID n'est pas nécessairement assuré lorsque les deux sont exécutés en parallèle. Elle prouve aussi qu'une bonne détermination des temps de numérisation est un prérequis important au bon fonctionnement du BCID en régime saturé. Les temps utilisés lors des séquences d'étalonnages n'avaient pas encore été entièrement déterminés lorsque les données décrites dans cette section ont été prises. Des valeurs incorrectes pour quelques tours ne sont donc pas surprenantes. Pour les prises de données de physique en revanche, une très bonne précision a été obtenue tout au long de l'année 2010. Il sera montré par la suite que le recouvrement des domaines de validité des algorithmes n'a pas posé de problèmes.

### Comportement linéaire des signaux de déclenchement

Les formes des signaux de déclenchement en sortie des récepteurs avaient été simulées lors de la conception du système de déclenchement. La figure 3.16 représente la forme de tels signaux simulés à différentes énergies, ainsi que l'évolution avec l'énergie des cinq échantillons numérisés. Ces derniers évoluent linéairement jusqu'à environ 400 GeV, énergie à partir de laquelle des effets dûs à la saturation analogique commencent à modifier ce comportement.

Les données d'étalonnage permettent de vérifier aisément les prédictions de la figure 3.16b, à la différence près que seuls les échantillons numérisés sont accessibles, et non les amplitudes analogiques en sortie des récepteurs. La figure 3.17 montre ainsi l'évolution des valeurs ADC des échantillons pour une tour de déclenchement quelconque, choisie à  $\eta = -0,15$ ,  $\phi = -0,75$ , dont le comportement est représentatif de l'ensemble des tours du tonneau et des bouchons du calorimètre électromagnétique. L'échantillon où se situe le maximum réel des signaux est nommé  $n$ , et les autres sont nommés en référence à lui, par pas de 25 ns.

Un certain nombre de différences apparaissent en comparant les résultats des données d'étalonnages avec les simulations :

- la saturation analogique semble avoir des effets bien plus faibles qu'attendu. Pour  $n - 1$  et tous les échantillons postérieurs, les valeurs croissent pratiquement linéairement avec l'énergie, jusqu'à saturation numérique ;
- les signaux semblent être bien plus larges dans les données, puisque  $n + 2$  sature, et ce dès 600 GeV. Même  $n + 3$  augmente linéairement jusqu'à saturation, alors que d'après la figure 3.16a il est censé prendre des valeurs petites, éventuellement négatives ;
- l'échantillon  $n - 2$  présente le comportement le moins linéaire, avec en particulier un accrois-

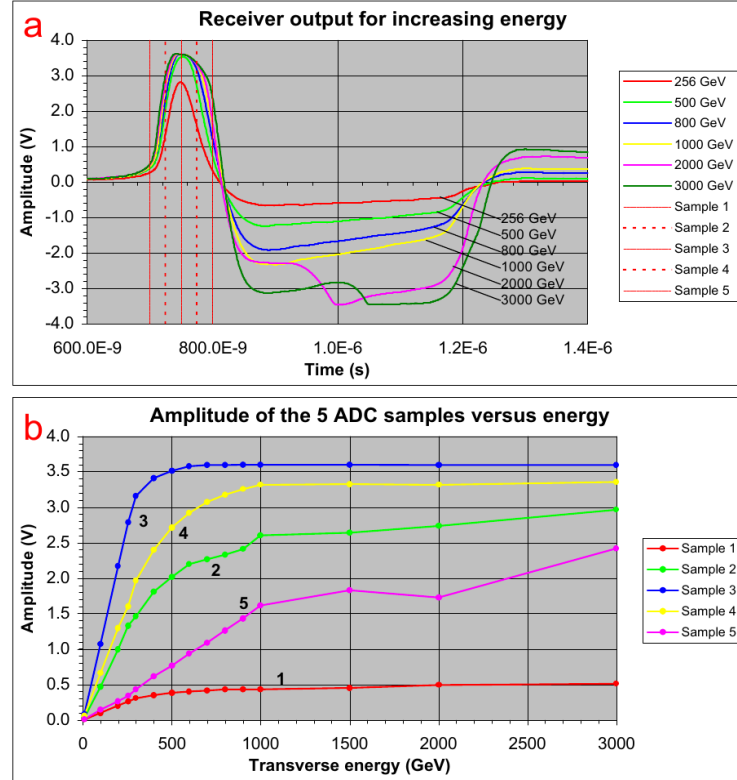


FIGURE 3.16 – a) Simulation des signaux en sortie d'un récepteur, pour des dépôts électromagnétiques de différentes énergies. Les lignes verticales pointillées représentent les instants où le signal est numérisé. b) Figure obtenue à partir des simulations présentées sur la figure a). L'amplitude des cinq échantillons numérisés (*samples*) est représentée en fonction de l'énergie des dépôts électromagnétiques. [20]

sement inexpliqué de sa pente entre  $\sim 500$  GeV et  $\sim 1500$  GeV, avant que les effets de saturation analogique n'interviennent pour ralentir les signaux.

La bonne linéarité des valeurs numérisées jusqu'à saturation numérique indique qu'il est essentiellement suffisant de mesurer les pentes à basse énergie, pour ensuite extrapoler les résultats au BCID dans les hautes énergies, pourvu que suffisamment de marge soit prise pour avoir confiance dans l'extrapolation. Cette méthode est bien adaptée aux données de physique, où la majorité des amas enregistrés a une énergie transverse inférieure à 100 GeV. Des valeurs alternatives aux pentes (coups ADC/ $E_T$ ) seront utilisées par la suite. Il s'agit des ratios des valeurs ADC des différents échantillons  $\frac{n \pm i}{n}$ , après soustraction de la ligne de base. Ces ratios sont caractéristiques de la forme des signaux des tours de déclenchement, et permettent de comparer plus facilement des tours différentes en découplant la forme des signaux, de l'étalonnage des tours.

### Saturation de l'échantillon $n - 2$

Les données d'étalonnage permettent d'étudier la seconde condition ( $E^{\max}(\text{alg. seuils}) > 3,5$  TeV) pour un bon fonctionnement du BCID sur toute la gamme d'énergie. La figure 3.18 représente l'énergie moyenne de la voie de déclenchement sur 20 *pulses* d'énergie maximale (avant saturation des cartes d'étalonnage). Il est attendu que certaines tours aient une énergie de 0 : celles appartenant à la carte de sommation (TBB) défectueuse, celles des zones de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du calorimètre (elles sont enlevées de l'analyse), celles des tours mortes (5



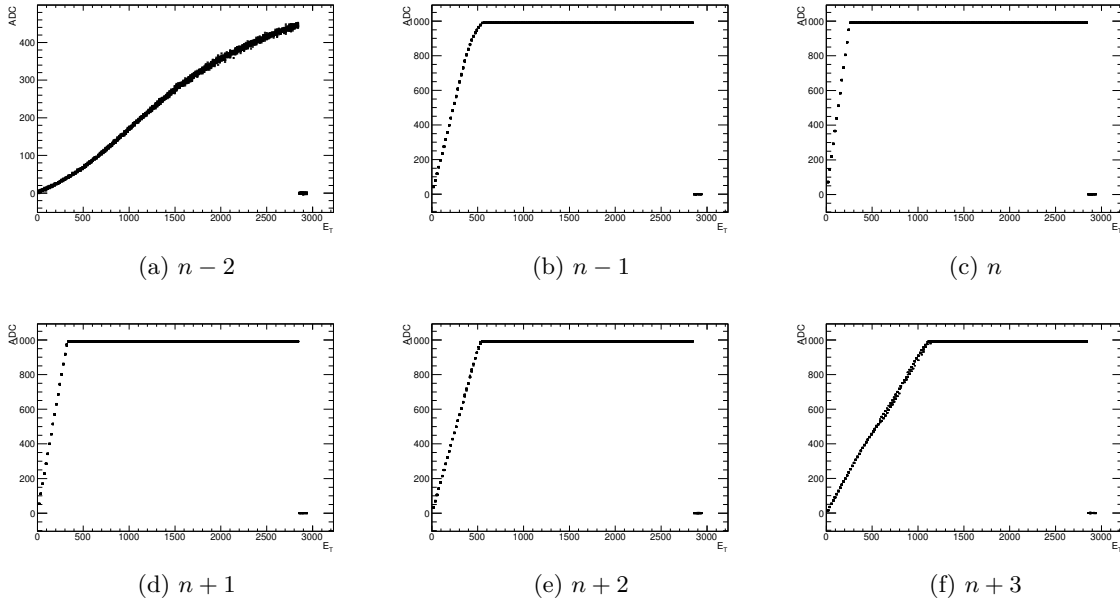


FIGURE 3.17 – Valeurs numérisées (coups ADC, après soustraction de la ligne de base) de six échantillons (de  $n - 2$  à  $n + 3$ ), en fonction de l'énergie des signaux, pour une tour de déclenchement quelconque du tonneau. La brusque chute des valeurs autour de 3 TeV indique une saturation de la carte d'étalonnage, qui ne peut fournir le courant commandé.

cas), plus quelques autres pour lesquelles les temps de numérisation sont mal réglés. Or, d'autres apparaissent sur la figure 3.18, en particulier une population autour de  $|\eta| = 1$ .

Une analyse de ces tours supplémentaires montre que dans leur cas, l'échantillon  $n - 2$  sature aux très hautes énergies. Dans ce cas en effet, l'algorithme à seuils déclenche sur le BC suivant le premier échantillon saturé, donc  $n - 1$  : la décision de déclencher est prise un BC trop tôt. Si la forme des signaux dans les données de physique était telle que la saturation de  $n - 2$  pouvait se produire, alors l'identification des BCs cesserait de fonctionner pour les énergies les plus élevées. La logique de l'algorithme à seuils n'a pas été conçue pour des signaux saturant aussi vite, et seule l'utilisation du troisième algorithme de BCID, qui utilise un comparateur sur le signal analogique, permettrait peut-être de faire face à un tel cas.

Cependant, comme on peut le remarquer sur la figure 3.12 avec la simulation, l'échantillon  $n - 2$ , 50 ns avant le maximum des *pulses*, se situe là où la différence entre signaux de physique et d'étalonnage est la plus grande. Il sera montré plus loin qu'en effet les valeurs de  $n - 2$  sont effectivement plus petites dans les données de physique, et que l'éventualité d'une saturation de  $n - 2$  peut être exclue pour pratiquement toutes les tours.

### Comportement de $n - 3$

L'algorithme de BCID en régime saturé est basé sur deux seuils. Les données d'étalonnage étudiées ici ont été prises avec des seuils simplifiés : le seuil haut est toujours à 1020, le seuil bas toujours à 0. Lors de la prise de données 2010 en revanche, la configuration initiale utilisait des valeurs obtenues à partir de données d'étalonnage, selon une procédure établie lors de la conception du système de déclenchement [128]. Cette configuration est restée en place pour toute la prise de données 2010 par souci de stabilité.

L'utilisation de seuils différents des seuils simplifiés évoqués plus haut peut étendre le domaine de validité de l'algorithme à seuils vers le bas (c'est-à-dire que  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  diminue). Cependant elle introduit un degré de complexité supplémentaire. Lorsque  $n$  est le premier échantillon saturé,

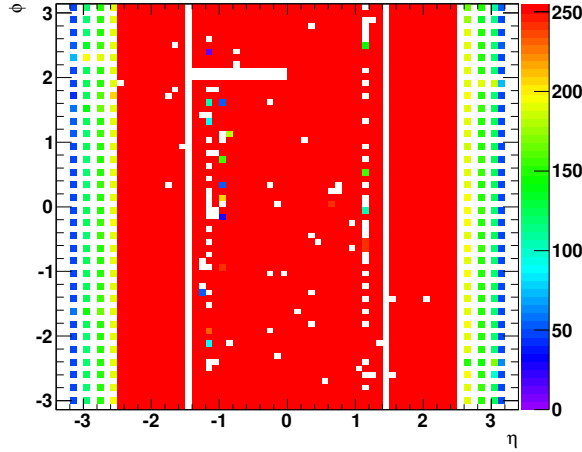


FIGURE 3.18 – Énergie de la voie de déclenchement, moyennée sur 20 signaux, pour une énergie d’entrée aussi haute que possible ( $E > 2,8$  TeV pour le tonneau et la roue extérieure des bouchons.)

le seuil bas est comparé à l’échantillon  $n - 2$ . Mais lorsque  $n - 1$  franchit le seuil de saturation, le seuil bas est alors comparé à  $n - 3$ . Il est donc nécessaire de comprendre le comportement de  $n - 3$  en plus de celui de  $n - 2$  lorsqu’on utilise un seuil bas non nul.

*A priori*, les valeurs de  $n - 3$  devraient être nulles (plus précisément du niveau de la ligne de base) dans les données de physique ; dans les données d’étalonnage en revanche ce n’est pas le cas. On remarque en effet que des signaux simulant une énergie de 3,5 TeV induisent des amplitudes pouvant aller jusqu’à quelques dizaines de coups ADC dans l’échantillon  $n - 3$ , ce qui est comparable aux valeurs de l’échantillon  $n - 2$  à des énergies de l’ordre de 250 GeV. Ce comportement ne peut pas être vérifié dans les données, dans la mesure où il nécessiterait une statistique importante de dépôts de très haute énergie, et que de plus seuls 5 échantillons (de  $n - 2$  à  $n + 2$ ) sont enregistrés par le système d’acquisition. La validation du BCID devient donc plus complexe lorsqu’un seuil bas non nul est utilisé.

Cependant, la carte en  $\eta \times \phi$  des valeurs de  $n - 3$ , représentée sur la figure 3.19, avec son motif très particulier, est un indice que ce qui est observé est probablement un artefact de l’étalonnage. On peut également remarquer que les tours de déclenchement pour lesquelles  $n - 3$  est le plus grand, situées à  $|\eta| = 1,35$  et  $|\eta| = 1,45$ , sont celles dont les câbles de lecture sont les plus proches des câbles amenant le signal d’étalonnage, au niveau des traversées du cryostat du calorimètre : un indice de plus qu’on se trouve en présence d’un effet de diaphonie spécifique à l’étalonnage.

Néanmoins, en l’absence d’une meilleure compréhension de l’origine exacte des valeurs de  $n - 3$ , il est plus sûr de laisser la valeur du seuil bas à 0 (ou toute autre valeur largement en-dessous du niveau de la ligne de base), et tenter de valider l’algorithme en n’utilisant que le seuil haut. En effet, l’étude de validation des données 2010 en vue de leur utilisation par les analyses de recherche des bosons  $W'$  et  $Z'$ , qui sera présentée plus loin, requiert des hypothèses sur  $n - 3$ . Aussi naturelles et raisonnables qu’elles soient, elles n’en demeurent pas moins inconfortables dans la mesure où aucune preuve décisive ne vient les étayer.

### 3.3.3 Détermination de l’intervalle de validité de l’algorithme à seuils

L’étude complète des données d’étalonnage qui vient d’être présentée laisse entrevoir la procédure à suivre pour valider le comportement de l’algorithme à seuils. L’idée de base est décrite à la section 3.3.2 : mesurer les paramètres nécessaires là où les données sont disponibles en grand nombre (essentiellement  $< 100$  GeV), et avoir confiance dans les comportements observés dans les

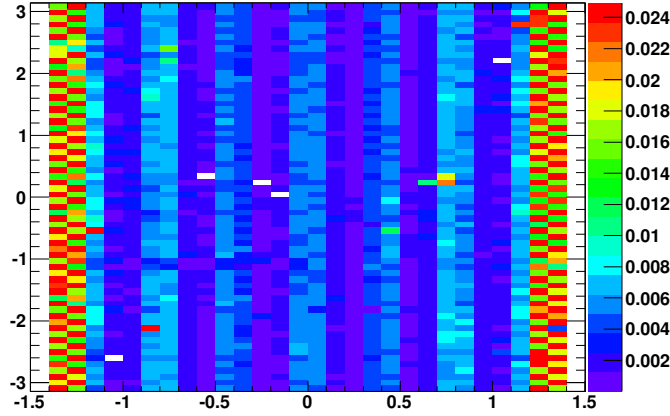


FIGURE 3.19 – Carte des ratios  $\frac{\text{ADC}(n-3)}{E_T}$  (après soustraction de la ligne de base) dans le tonneau, illustrant les effets de diaphonie durant l'étalonnage.

données d'étalonnage, pour extrapoler les valeurs au régime saturé. Par souci de clarté, seul le cas utilisant des seuils simplifiés sera présenté dans cette section. La validation avec les seuils utilisés effectivement en 2010 sera présentée à la section 3.3.6.

Avec un seuil bas à 0 et un seuil haut égal au seuil de saturation :

- $E^{\min}(\text{alg. seuils})$  est l'énergie à laquelle l'échantillon  $n - 1$  sature ;
- $E^{\max}(\text{alg. seuils})$  est l'énergie à laquelle l'échantillon  $n - 2$  sature.

Leur détermination requiert la mesure dans les données de physique :

- de la valeur de la ligne de base et de sa variance. Ils sont obtenus (indépendamment pour chaque tour) à partir des valeurs ADC mesurées sans aucune sélection additionnelle dans des événements du flux *CosmicCalo*, événements enregistrés en l'absence de croisement de faisceaux. Pour s'assurer que l'analyse n'est pas biaisée par des sursauts de bruit du calorimètre, des muons cosmiques, ou du bruit de fond provenant de l'accélérateur, le niveau de base et sa variance sont pris comme la moyenne et l'écart-type d'un ajustement gaussien sur la distribution des coups ADC. De cette manière, la variance est une valeur caractéristique du bruit électronique intrinsèque au système de déclenchement ;
- des pentes  $\frac{n-1}{n}$  et  $\frac{n-2}{n}$  (après soustraction du niveau de base) et de leurs erreurs. Elles sont déterminées par un ajustement linéaire utilisant les valeurs mesurées sur les signaux de bonne qualité tels que  $E_T^{\text{trigger}} > 10 \text{ GeV}$ . Une *pulse* est déclaré de bonne qualité lorsque toutes les cellules composant la tour de déclenchement ont un facteur de qualité  $Q$  (une version simplifiée d'un test de *goodness of fit* sur les signaux de la voie de lecture) inférieur à 4 000. Cette coupure élimine les événements provenant des sursauts de bruit, pour le prix de quelques bons événements de haute énergie. Pour les *pulses* de bonne qualité, les valeurs  $\text{ADC}(n - i) - \text{ped.}$  se voient attribuer une erreur égale à  $\sigma_{\text{ped.}}$ . Un ajustement linéaire est alors effectué. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 3.20 ;
- des rapports  $\frac{E_T}{\text{ADC}(n)}$ . Ils sont calculés par la même procédure, à la différence qu'aucune erreur n'est attribuée à  $E_T$ .

La procédure décrite ci-dessus a été appliquée à la séquence de prise de données (*run*) n°165632, datant du 23 septembre 2010. Des critères de qualité standards sur le calorimètre électromagnétique et des faisceaux stables ont été requis. La luminosité correspondante est d'environ  $600 \text{ nb}^{-1}$ . Les graphiques présentés ici ont été obtenus à partir du flux *JetTauEtmiss*, mais il a été vérifié qu'utiliser le flux *Egamma* conduit aux mêmes résultats.

La carte des lignes de base et de leur variance est représentée sur la figure 3.21. La figure 3.22 montre les ratios  $\frac{n-2}{n}$  obtenus lors du *run*, et en étalonnage. Les tours manquantes (en blanc) sont

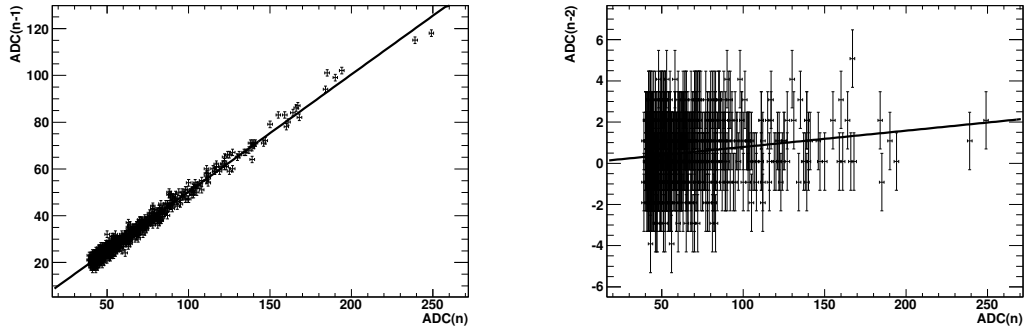


FIGURE 3.20 – Détermination des pentes  $\frac{n-1}{n}$  et  $\frac{n-2}{n}$  pour une tour de déclenchement typique. Pour le second rapport, un grand nombre de *pulses* est nécessaire aux basses énergies pour que les valeurs ADC (entières) se moyennent.

de trois types : tours des zones de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du calorimètre, exclues de l'analyse, tours mortes ou désactivées (4 tours), et tours avec trop peu de *pulses* de bonne qualité pour effectuer l'analyse.

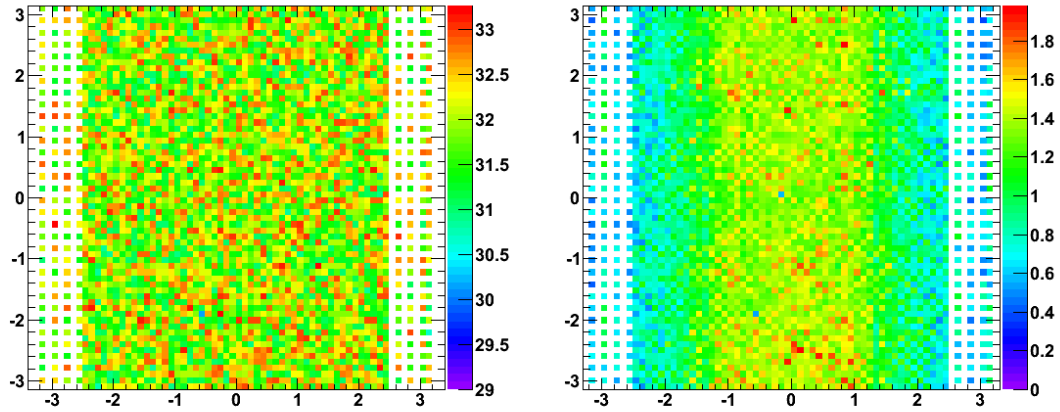


FIGURE 3.21 – Cartes des lignes de base (gauche) et leur erreur (droite), tels qu'obtenus sur le *run* 165632.

Comme il était attendu à partir de la simulation des *pulses* dans la voie de lecture, présentée dans la figure 3.12, la différence entre données de physique et d'étalonnage est importante pour l'échantillon  $n - 2$ , et de l'ordre d'un facteur 3. Dans la mesure où c'est vrai également autour de  $|\eta| = 1$ , il sera vérifié en détails plus loin que le phénomène de saturation de  $n - 2$  observé avec les données d'étalonnage n'est pas attendu pour les données de physique.

Compte tenu de ce qui est observé dans les données d'étalonnage, les valeurs obtenues pour  $n - 1$  peuvent être extrapolées directement dans le régime des hautes énergies. Pour donner un peu de marge, la valeur de  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  est prise telle que  $\text{ADC}(n - 1) - 5\sigma_{\text{ped.}} > 1020$ . Le résultat de cette procédure est présenté sur la figure 3.23.

Il a été montré à la section 3.3.2 que le comportement des *pulses* à  $n - 2$  n'est pas entièrement linéaire avec l'énergie : la pente entre 500 et 1 500 GeV est plus forte que celle mesurée aux basses énergies. Pour calculer une estimation prudente de  $E_T^{\max}(\text{alg. seuils})$ , seule une borne supérieure de  $n - 2$  à toutes les énergies est en fait nécessaire. Il a été vérifié sur les données d'étalonnage

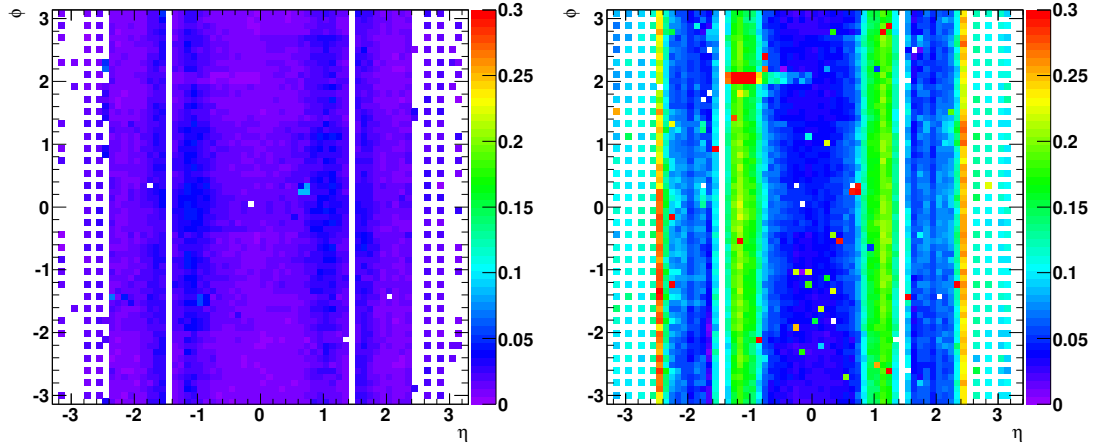


FIGURE 3.22 – Cartes de  $\frac{n-2}{n}$  sur le *run* 165632 (gauche) et lors d'un étalonnage (droite). Les valeurs obtenues avec l'étalonnage sont typiquement plus grandes d'un facteur 3, voire plus.

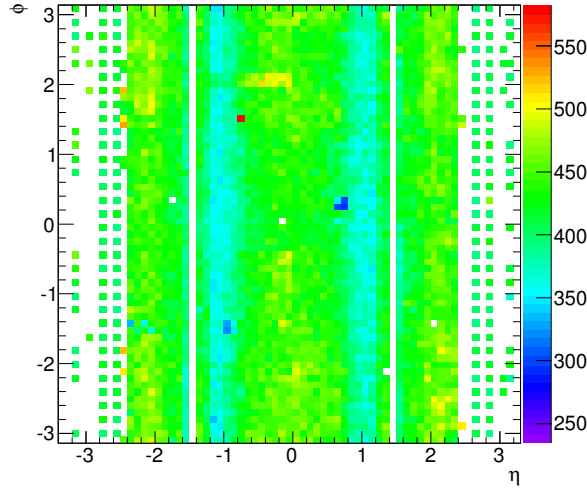


FIGURE 3.23 – Valeurs de  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$ , prédites à partir du *run* 165632.

que si un facteur global de 2 est appliqué sur les ratios  $\frac{n-2}{n}$  (mesurés en régime non saturé) lors du calcul des valeurs prédites, alors les coups ADC mesurés en régime saturé sont inférieurs aux valeurs prédites, et ceci à toutes les énergies.

Les bornes supérieures prédites en utilisant ce facteur de correction global sont probablement beaucoup trop élevées pour des énergies de plusieurs TeV, où l'on s'attend à un rôle important des phénomènes de saturation analogique. Cependant ce facteur global a été utilisé pour l'analyse des données de 2010, du fait de l'absence de connaissance sur ce domaine d'énergie dans les données de physique.

En détails,  $E^{\max}(\text{alg. seuils})$  est donné par :

$$E^{\max}(\text{alg. seuils}) = \frac{\frac{E_T}{n}}{2 \left( \frac{n-2}{n} + 3\sigma_{n-2/n} \right)} (1020 - \text{ped.} - 5\sigma_{\text{ped.}}) \cosh(\eta) \quad (3.4)$$

La carte des valeurs ainsi calculées de  $E^{\max}(\text{alg. seuils})$ , est présentée figure 3.24. Les valeurs sont coupées à 3,5 TeV de sorte que les tours avec des valeurs plus basses ressortent.

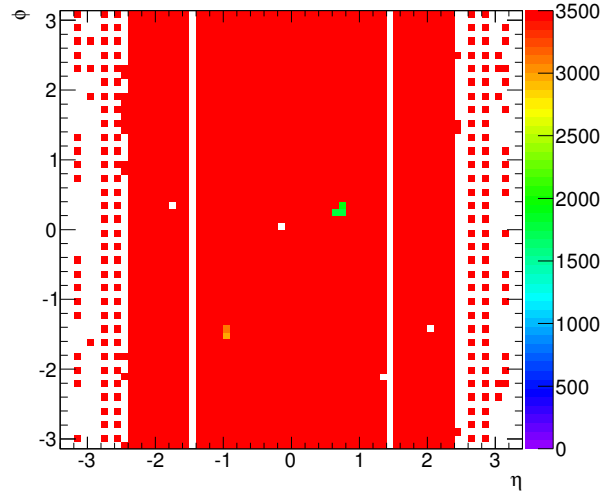


FIGURE 3.24 – Valeurs de  $E^{\max}(\text{alg. seuils})$ , coupées à 3,5 TeV, déterminées à partir du *run* 165632.

Mises à part les quatre tours défectueuses (en blanc) déjà mentionnées, on remarque cinq tours de déclenchement pour lesquelles  $E^{\max}(\text{alg. seuils}) < 3,5$  TeV. Les trois tours autour de  $\eta = 0,7$  étaient sujettes à un problème matériel temporaire, qui a été résolu par la suite. Les deux autres n'avaient pas de problème connu, et ainsi le bon fonctionnement de l'algorithme (utilisant des seuils simplifiés) n'est assuré que jusqu'à environ 3 TeV pour elles.

### 3.3.4 Détermination de l'intervalle de validité de l'algorithme à détection de pic

L'étude des données d'étalonnage donne également la procédure à suivre pour déterminer la borne supérieure du domaine de validité de l'algorithme à détection de pic. Celui-ci recherche le maximum de la convolution entre cinq échantillons consécutifs et un jeu prédéterminé de coefficients (coefficients FIR). Pour les données 2010, un jeu unique (1, 8, 13, 10, 7) a été utilisé pour toutes les tours du tonneau et des bouchons du calorimètre électromagnétique. L'algorithme va donc prendre la décision de déclencher un BC trop tard lorsque la somme pondérée centrée autour de l'échantillon  $n$  est plus petite que celle centrée sur  $n + 1$ . La forme des signaux et le choix du jeu de coefficients font qu'il est impossible que l'algorithme se mette à déclencher trop tôt (sur  $n - 1$ ).

Pour déterminer à quelle énergie la transition a lieu, le comportement des échantillons de  $n - 2$  à  $n + 3$  doit être connu. Les ratios  $\frac{n+1}{n}$  et  $\frac{n+2}{n}$  peuvent être calculés avec les données de la manière qui a été présentée plus haut pour  $\frac{n-1}{n}$ .

En revanche la détermination de  $\frac{n+3}{n}$  pose deux problèmes. Il ne peut pas être mesuré directement dans les données parce que le système d'acquisition ne lit que cinq échantillons par *pulse*, du  $n - 2$  au  $n + 2$ . De plus, certaines tours présentent dans les données d'étalonnage un comportement non-linéaire similaire à celui constaté sur l'échantillon  $n - 2$ .

Pour obtenir une borne inférieure sur  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$ , en pratique seule une borne supérieure sur  $n + 3$  est nécessaire. Une telle limite est une fois de plus obtenue avec l'aide des données d'étalonnage, pour lesquelles 11 échantillons sont acquis (en particulier l'échantillon  $n + 3$ ). Elle est dérivée en utilisant la corrélation existant entre les valeurs des échantillons  $n + 2$  et  $n + 3$ . La figure 3.25 montre cette corrélation pour le tonneau et les roues externes et internes des bouchons séparément. Une borne supérieure à cette corrélation est choisie (lignes rouges).

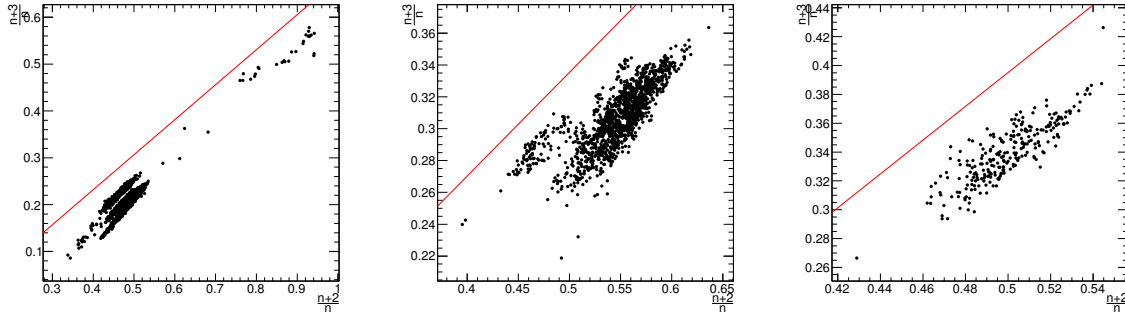


FIGURE 3.25 – Corrélations entre les rapports  $\frac{n+3}{n}$  et  $\frac{n+2}{n}$  dans les données d'étalonnage, pour le tonneau (gauche), les bouchons à  $|\eta| < 2,5$  (milieu), et les bouchons à  $2,5 < |\eta| < 3,2$  (droite). Les lignes rouges indiquent les bornes supérieures choisies pour  $\frac{n+3}{n}$ .

Il est ensuite vérifié sur les données d'étalonnage que la valeur de  $n + 3$  qui peut être prédite à partir de  $n + 2$  et de la borne posée sur la corrélation donne toujours une valeur de  $n + 3$  prédite supérieure à la valeur relevée, ce qui n'est pas *a priori* garanti du fait des non linéarités. Une seule tour de déclenchement, située à  $\eta = 1,65$ ,  $\phi = 1,75$ , ne passe pas cette vérification. Comme le montre la figure 3.26, le comportement de l'échantillon  $n + 3$  est en fait particulièrement peu linéaire pour cette tour. Cependant l'objectif final, à savoir calculer une borne inférieure à  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$ , sera correctement atteint pour cette tour également.

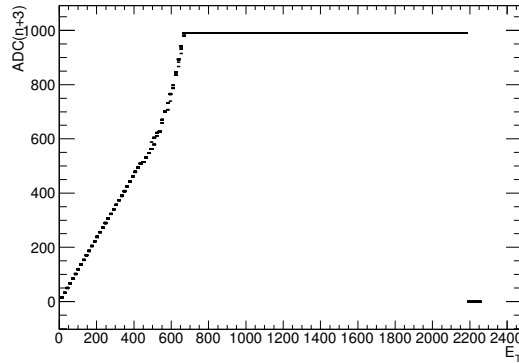


FIGURE 3.26 – Valeurs ADC de  $n+3$  en fonction de l'énergie injectée dans une séquence d'étalonnage, pour la tour de déclenchement située à  $\eta = -1,65$ ,  $\phi = 1,75$ . Une variation de la pente autour de  $E_T = 500$  GeV est bien visible.

L'inconvénient de cette méthode est que les bornes supérieures placées sur  $n + 3$  en fonction de  $n + 2$  sont choisies sans être contraintes par les données de physique. Cependant, d'après la simulation de la figure 3.12, confirmée par les valeurs mesurées sur les échantillons  $n - 2$  à  $n + 2$ , et *a posteriori* par les mesures présentées sur la figure 3.13, les valeurs de  $n + 3$  à une énergie donnée doivent être moins élevées en physique qu'en étalonnage. On peut donc raisonnablement supposer que la limite supérieure sur  $n + 3$  obtenue avec les données d'étalonnage est valide pour les données de physique.

Une fois qu'une borne supérieure sur  $n + 3$  est disponible, il devient possible d'extrapoler les formes des signaux vers les hautes énergies, d'effectuer la convolution avec les coefficients FIR, et dériver ainsi une borne inférieure sur  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$ . Cette procédure est d'abord appliquée sur les données de calibration (test d'auto-cohérence), où il est possible de vérifier que la valeur ainsi

prédite est effectivement plus basse que la limite réelle. La différence entre les valeurs mesurées et les valeurs prédites est représentée sur la figure 3.27.

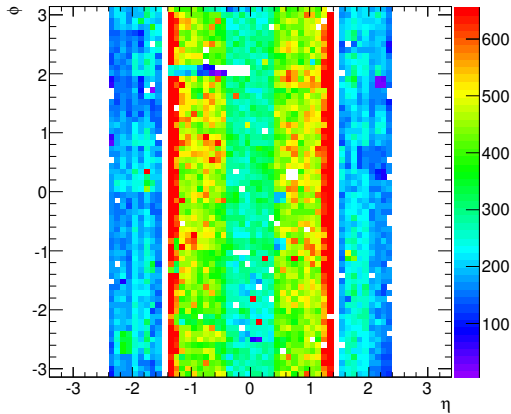


FIGURE 3.27 – Différence entre les énergies transverses (GeV) mesurées et prédites comme limites de validité de l’algorithme à détection de pic, sur des données d’étalonnage. Tous les trous (tours blanches) correspondent à des tours dont les problèmes sont répertoriés.

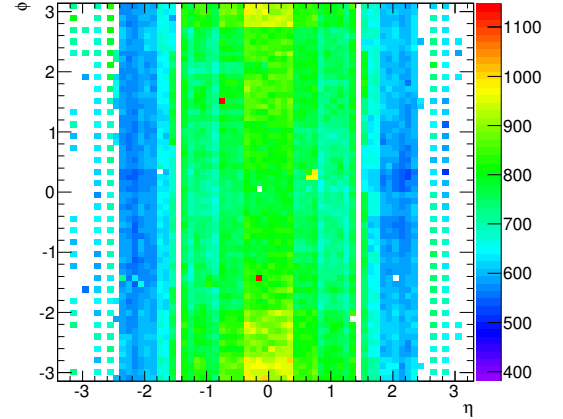


FIGURE 3.28 – Borne inférieure pour  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  calculée pour le *run* 165632.

Pour quelques tours, la procédure semble ne pas fonctionner. Il a été vérifié qu’elles appartiennent toutes à l’une des catégories suivantes :

- tours appartenant à la TBB défectueuse ;
- tours mortes ou désactivées (parce que bruyantes) ;
- tours de la roue interne des bouchons, où les cartes d’étalonnage ne peuvent fournir assez de courant, avec les réglages utilisés, pour observer la limite de fonctionnement de l’algorithme à détection de pic ;
- tours où les temps de numérisation sont particulièrement décalés. Dans les données de physique, un tel décalage engendrerait une mauvaise corrélation entre  $E_T^{\text{trigger}}$  et  $E_T^{\text{lecture}}$ , et les tours correspondantes seraient détectées rapidement.

L’application de la même procédure dans les données, avec en particulier les pentes de  $\frac{n+3}{n}$  déterminées à partir des pentes  $\frac{n+2}{n}$  mesurées sur ces données, et des corrélations extraites des données d’étalonnage, conduisent aux prédictions des valeurs de  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  représentées sur la figure 3.28.

### 3.3.5 Validation des algorithmes de BCID dans le cas de seuils simplifiés

Comme il a été précisé à la section 3.3.2, la validation du BCID en régime saturé requiert de vérifier pour chaque tour de déclenchement les deux conditions  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils}) < E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  et  $E^{\max}(\text{alg. seuils}) > 3,5 \text{ TeV}$ .

Dans la section 3.3.3, il a été montré que la seconde condition ne peut être démontrée pour cinq tours de déclenchement dans le *run* 165632. La première condition est vérifiée à partir des cartes de  $E_T^{\max}(\text{detec. pic})$  et de  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  établies dans les paragraphes précédents. La figure 3.29 montre l’étendue du recouvrement entre les deux algorithmes, tel que prédit par la procédure de validation. Mises à part les tours mortes ou désactivées, et les tours avec une statistique accumulée trop faible, le recouvrement est bien positif pour tout le calorimètre électromagnétique.



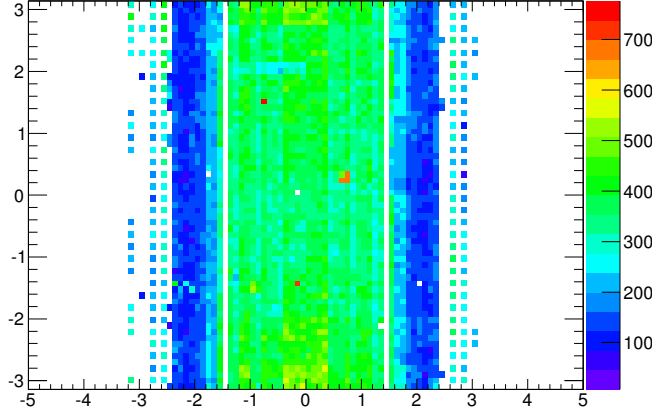


FIGURE 3.29 – Intervalle de recouvrement (GeV  $E_T$ ) des domaines de validité de l’algorithme à détection de pic et de celui à seuils, tel que calculé pour le *run* 165632.

Il est à noter que si d’après la procédure de validation, les tours appartenant à la TBB défectueuse ont un comportement tout à fait correct, on sait d’après les données d’étalonnage que ce n’est pas le cas. La raison en est qu’elles se comportent correctement pour des énergies  $E_T < 100$  GeV, les seules accessibles dans les données de physique pour réaliser la validation.

### 3.3.6 Prise en compte des conditions réelles de la prise de données 2010

Il a été indiqué au paragraphe 3.2.3 que lors de la prise de données 2010, des seuils différents des seuils simplifiés étudiés ci-dessus ont été utilisés. Cela introduit une complexité supplémentaire dans la validation de l’algorithme :

- au niveau de la borne inférieure de l’intervalle de validité de l’algorithme à seuils,  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  devient le minimum de deux énergies : celle où  $\text{ADC}(n-1) > 1020$ , et celle où  $\text{ADC}(n-1) > SH$  et  $\text{ADC}(n-2) > SB$ . Par conséquent,  $E_T^{\min}(\text{alg. seuils})$  ne peut que décroître par rapport au cas précédent, et le recouvrement entre les deux algorithmes de BCID ne peut qu’augmenter ;
- aux plus hautes énergies, il peut arriver que  $n-2$  atteigne le niveau du seuil haut pour des énergies inférieures à 3,5 TeV. La figure 3.30 montre que dans le *run* 615632, c’est envisageable pour environ 20% des tours du tonneau. Dans ce cas, le résultat de l’algorithme est correct si l’échantillon  $n-3$  reste en-dessous du seuil bas.

Or les données d’étalonnage ont montré que  $n-3$  peut être plus que simplement le niveau de base, et dans le tonneau la valeur du seuil bas (37) est proche des valeurs des lignes de base (autour de 31). Ainsi, une approche prudente consistant à prendre les valeurs de  $n-3$  mesurées dans les données d’étalonnage conduirait à estimer la perte d’acceptance dans le tonneau à près de 20%. Pour éviter cela, l’hypothèse suivante a été faite : dans la mesure où la figure 3.19 semble indiquer que la plus grande partie de la valeur mesurée en étalonnage de l’échantillon  $n-3$  est due à des effets de diaphonie, un seul nombre  $\frac{n-3}{E_T}$  est utilisé pour l’ensemble du tonneau. Ce nombre est la valeur moyenne des quatre anneaux en  $\eta$  avec les valeurs les plus basses, à  $|\eta| = 0,25$  et  $|\eta| = 0,55$ . Même si ce choix est arbitraire et donc critiquable, nous utiliserons la valeur ainsi obtenue, qui est  $\frac{n-3}{E_T} = 0,9 \text{ ADC/TeV}$ .

En utilisant cette valeur, on peut alors calculer tour par tour une estimation de la fraction d’événements pour lesquels l’échantillon  $n-3$  est au-dessus du seuil bas lorsque l’énergie déposée est 3,5 TeV. On utilise pour cela les valeurs ADC acquises dans le flux *CosmicCalo* et déjà utilisées pour la détermination des niveaux de base. La figure 3.31 montre cette fraction, déterminée pour le *run*

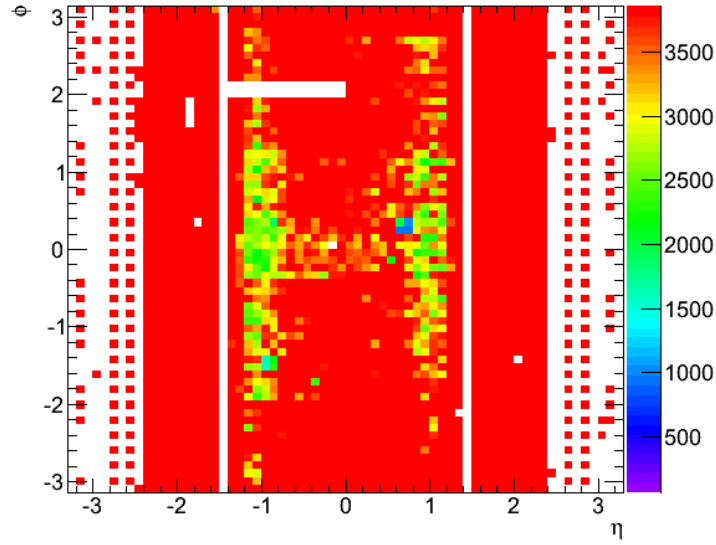


FIGURE 3.30 – Prédiction de l'énergie à laquelle l'échantillon  $n - 2$  peut atteindre le seuil haut dans le *run* 165632.

166198. Les points chauds de la carte sont des tours sujettes à des sursauts de bruit du calorimètre. En combinant cette carte avec la liste des tours pour lesquelles l'échantillon  $n - 2$  franchit le seuil haut avant 3,5 TeV, on obtient une carte qui donne pour chaque tour de déclenchement la fraction d'événements pour lesquels le BCID pourrait déclencher trop tôt.

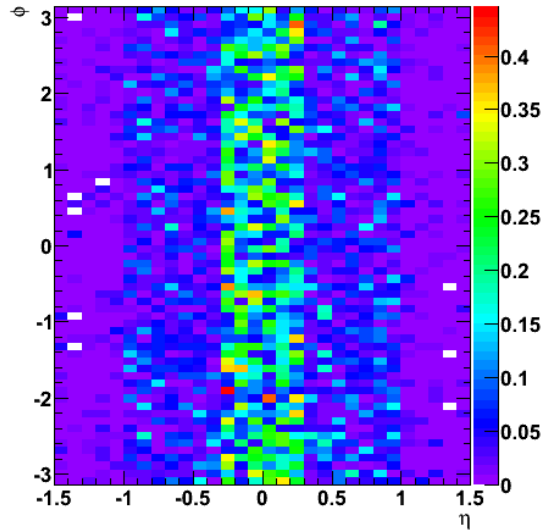


FIGURE 3.31 – Fraction d'événements pour lesquels  $n - 3$  serait au-dessus du seuil bas à 3.5 TeV dans le tonneau, pour le *run* 166198.

Au cours de l'année 2010, les temps de numérisation du système de déclenchement ont été réajustés deux fois, entre les périodes de prise de données nommées D et E (juillet), et entre les périodes F et G (septembre). Étant donné la dépendance des algorithmes de BCID en ces temps, la procédure de validation est essentiellement à réaliser trois fois.

### 3.3.7 Application aux analyses de recherche de résonances de haute masse

Toute la procédure de validation décrite dans cette partie montre qu'à haute énergie, des tours sont susceptibles de déclencher au mauvais moment, dans un petit nombre de cas. Ces comportements, spécifiques au régime de très haute énergie, ne sont pas mesurables avec les techniques standard de détermination des efficacités de déclenchement (*tag-and-probe* avec les bosons  $W$  ou  $Z$ ). Ces mauvais déclenchements potentiels doivent donc être pris en compte, comme une erreur systématique additionnelle sur l'efficacité de déclenchement, par les analyses recherchant des dépôts calorimétriques de haute énergie.

Avec les données 2010, ce sont trois analyses de recherche de résonances de haute masse qui étaient concernées : canal lepton accompagné d'énergie transverse manquante ( $W'$ , [64]), deux leptons ( $Z'$ , [63]), deux photons [50]. Ces analyses ont dû également prendre en compte correctement les tours de la TBB défectueuse : la région a été retirée de l'acceptance dans l'analyse  $W'$ , et comptabilisée correctement dans les autres cas.

Pour que les analyses puissent prendre en compte facilement les résultats de la validation, ceux-ci ont été présentés de manière simplifiée : pour chaque région du calorimètre électromagnétique, et pour chaque période de données, trois variables ont été indiquées.

- $E^{100\%}$  représente l'énergie maximale pour laquelle aucune tour ne présente de problème spécifique aux hautes énergies ;
- les « inefficacités » sont les fractions (données en %) des dépôts pour lesquels il y a un risque de déclencher trop tôt ou trop tard. Sont également incluses dans les inefficacités les tours pour lesquelles trop peu de signaux ont été analysés pour permettre leur validation. En revanche les tours mortes ou désactivées (dont l'effet est mesurable par *Tag&Probe*) et les tours dans la *Tower Builder Board* défectueuse (déjà prises en compte par ailleurs) ne sont pas comptabilisés.

	$\int \mathcal{L} dt$ [pb <sup>-1</sup> ]	Tonneau		
		$E^{100\%}$	inefficacité (tard)	inefficacité (tôt)
période D	0,3	0	0,2	3,0
périodes E,F	2,8	1800	0	0,1
périodes G-I	36	900	0	1,1

	$\int \mathcal{L} dt$ [pb <sup>-1</sup> ]	Bouchons $ \eta  < 2,4$			Bouchons $ \eta  = 2,45$		
		$E^{100\%}$	in- $\epsilon$ (tard)	in- $\epsilon$ (tôt)	$E^{100\%}$	in- $\epsilon$ (tard)	in- $\epsilon$ (tôt)
période D	0,3	1300	0	4,8	0	21,9	0
périodes E,F	2,8	3500	0	0	0	83,6	0
périodes G-I	36	3500	0	0	0	36,7	0

TABLE 3.1 – Valeurs de  $E^{100\%}$  et inefficacités (en %) pour les différentes périodes de données de l'année 2010. Des luminosités indicatives sont également données (les valeurs précises dépendent de l'analyse considérée).

Les résultats sont présentés dans la table 3.1. La région à  $|\eta| = 2,45$  est mise à part, car pour certaines tours trop peu de signaux ont été analysés pour réussir la procédure de validation. Deux phénomènes expliquent ce manque de statistiques : la diminution des sections efficaces avec  $\eta$  d'une part, et le fait que la coupure sur le facteur de qualité des cellules du calorimètre est plus sévère à grand  $\eta$  d'autre part. En fait, une coupure de qualité à 12 000 (au lieu de 4 000) a été appliquée sur les signaux à  $|\eta| = 2,45$  pour obtenir les résultats présentés ici. Il est également à noter que les formes des signaux de ces tours semblent différentes de celles du reste des bouchons, comme le montre la figure 3.22.

Mis à part cette région en  $\eta$ , les inefficacités sont très faibles à partir de la période E. Celles liées à un déclenchement trop tôt sont liées à quelques tours où  $n - 2$  risque de saturer (les cinq

tours de la période G mentionnées à la section 3.3.3 comptent pour 0,3% par exemple), et un plus grand nombre qui d'après la procédure du paragraphe 3.3.6 risquent chacune d'être inefficace de quelques pour-cents. La figure 3.32 montre les inefficacités ainsi calculées tour par tour pour un *run* de la période G.

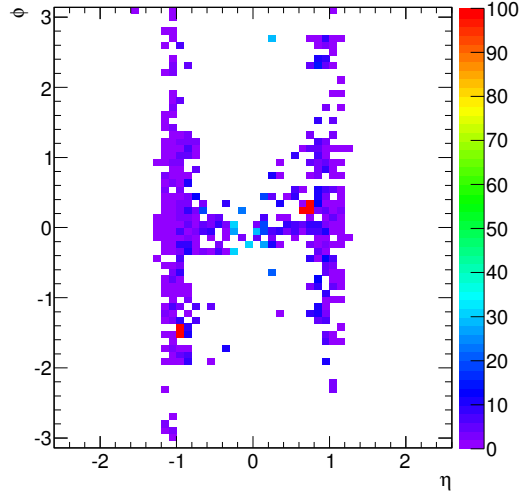


FIGURE 3.32 – Fraction (en %) de possibles déclenchements trop tôt pour une énergie de 3,5 TeV, dans un *run* de la période G.

Dans la mesure où les inefficacités potentielles, même à 3,5 TeV, sont petites (négligeables au regard de leurs autres erreurs systématiques), les analyses n'ont tenu compte que d'elles et n'ont pas réalisé de traitement séparé pour  $E < E^{100\%}$  et  $E > E^{100\%}$ . Ainsi, l'incertitude systématique liée au BCID est calculée pour l'analyse  $W'$  en additionnant les inefficacités pour déclencher trop tôt et trop tard, en pondérant les périodes par leur luminosité, et en pondérant les régions du tonneau et des bouchons par le spectre en  $\eta$  du signal donné par le Monte Carlo.

Le cas de l'analyse  $Z'$  (ou diphotons) est un peu plus compliqué. En effet, en présence de deux électrons, si le BCID de l'un déclenche trop tard, l'autre peut faire déclencher correctement (c'est aussi le cas si l'un des deux est dans une tour de la TBB défectueuse). En revanche, si un électron déclenche trop tôt, l'événement est irrémédiablement perdu à cause du temps mort de 5 BC entre deux déclenchements. Il faut ensuite convoluer ces inefficacités avec les distributions en  $\eta, \phi$  des deux électrons (présence dans le tonneau, les bouchons, la TBB défectueuse), pour traiter correctement les différents cas. L'inefficacité moyenne alors obtenue dépend de la masse du  $Z'$  envisagée, et culmine à 1,8% pour une particule de masse  $2,5 \text{ TeV}/c^2$ .

### 3.4 Perspectives

L'étude présentée dans les sections précédentes permet de valider le comportement de la grande majorité des tours de déclenchement du calorimètre jusqu'à l'énergie maximale de 3,5 TeV, pour les données acquises par ATLAS en 2010. Cependant le BCID du système de déclenchement en régime saturé reste un sujet ouvert pour les années à venir, avec en ligne de mire le passage du LHC à son énergie maximale (13-14 TeV), et les modernisations de l'électronique de déclenchement.

#### 3.4.1 Le BCID pour la prise de données 2011

La procédure de validation du BCID dans le régime saturé a été poursuivie en 2011. Suite aux conclusions de l'étude présentée ici, les seuils de l'algorithme du régime saturé ont été fixés aux

valeurs simplifiées : 1020 pour le seuil haut, et 5 pour le seuil bas (cette valeur, équivalente à 0 en ce qu'elle est très inférieure au niveau de base, est plus robuste contre d'éventuels problèmes électroniques). La TBB défectueuse a également été remplacée pendant l'arrêt hivernal 2010-2011. La précision du système de déclenchement aux basses énergies a aussi été améliorée, par des changements des coefficients FIR (qui dépendent maintenant de  $\eta$ ), des gains des récepteurs et des temps de numérisation.

Une fois ces changements pris en compte dans la validation, il en résulte une «inefficacité» très faible, de quelques pour mille, et provenant en partie de problèmes matériels transitoires dans des tours. L'incertitude systématique associée pour les analyses de recherche de résonances de haute masse en devient réellement négligeable.

L'intérêt de la grande statistique (plus de  $5 \text{ fb}^{-1}$ ) accumulée en 2011 est également d'accumuler un grand nombre de signaux de haute énergie, éventuellement saturés, pour commencer à vérifier dans les données si les comportements des échantillons en fonction de l'énergie tels qu'observés dans les données d'étalonnage se transposent correctement. En particulier, l'étude de l'échantillon  $n - 2$  est importante pour tenter de réduire les marges de sécurité sur son extrapolation. L'analyse de ces signaux de haute énergie est toujours en cours.

### 3.4.2 Perspectives pour un LHC fonctionnant à son énergie nominale

L'étude du BCID avec les données 2010 puis 2011 a validé son comportement jusqu'à des énergies de 3,5 TeV. Or le LHC est prévu pour fonctionner à partir de 2015 à une énergie de près de 14 TeV dans le centre de masse. Il devient alors légitime de se demander jusqu'à quelle énergie la procédure actuelle permet de valider le BCID.

Il est à noter que le bon fonctionnement du BCID au-delà de 3,5 TeV n'est pas strictement nécessaire du point de vue des objectifs d'ATLAS : même à  $E_{\text{cm}} = 14 \text{ TeV}$ , on n'attend pas d'électrons ou de photons d'énergie supérieure à 3,5 TeV. Cependant, en règle générale le bon fonctionnement du système de déclenchement à haute énergie est implicitement tenu pour acquis, et ATLAS se doit d'être à même de déclencher sur des événements complètement inattendus de ce type.

Avec la procédure de validation actuelle, un grand nombre de tours du tonneau ne peuvent être validées jusqu'à 7 TeV. La figure 3.33 reprend ainsi la figure 3.24, sans la coupure à 3,5 TeV. Comme la limite de validité est donnée par l'énergie à laquelle l'échantillon  $n - 2$  peut saturer, toute amélioration de la connaissance de  $n - 2$ , qui permettrait de diminuer le facteur de sécurité de 2 trouvé à la section 3.3.3, augmenterait immédiatement le nombre de tours validées. C'est en particulier l'un des objectifs de l'analyse des signaux saturés acquis en 2011 : l'accroissement de la pente de  $n - 2$  autour de 500 GeV est-il visible dans les données ? Une meilleure compréhension du comportement de l'échantillon  $n - 2$  permettrait aussi éventuellement de valider *a posteriori* certaines tours, qui ne l'étaient pas en 2010 ou 2011.

L'étude des formes des signaux de haute énergie permettrait également de valider dans une certaine mesure les simulations actuellement utilisées pour la mise au point d'une électronique de déclenchement modernisée. Il est en effet prévu de remplacer l'électronique de déclenchement de premier niveau en même temps que celle de lecture du calorimètre, pendant le long arrêt du LHC prévu en 2018. Cependant, quelques composants pourraient déjà être changés pendant l'arrêt 2013-2014. Ces remplacements pourraient donc conduire à modifier les algorithmes de BCID actuels : l'une des possibilités envisagées serait de numériser les signaux analogiques à 80 MHz, ce qui donnerait plus de liberté pour créer un nouvel algorithme.

Enfin, dans une moindre mesure, l'effet de l'empilement hors-temps sur l'algorithme pourrait également être étudié pour préparer le passage à des trains de paquets espacés de 25 ns. La mise en forme bipolaire des signaux du calorimètre rend cet effet nul en moyenne, mais il est néanmoins visible dans les données 2011, lorsque l'on regarde la moyenne et la variance des lignes de base

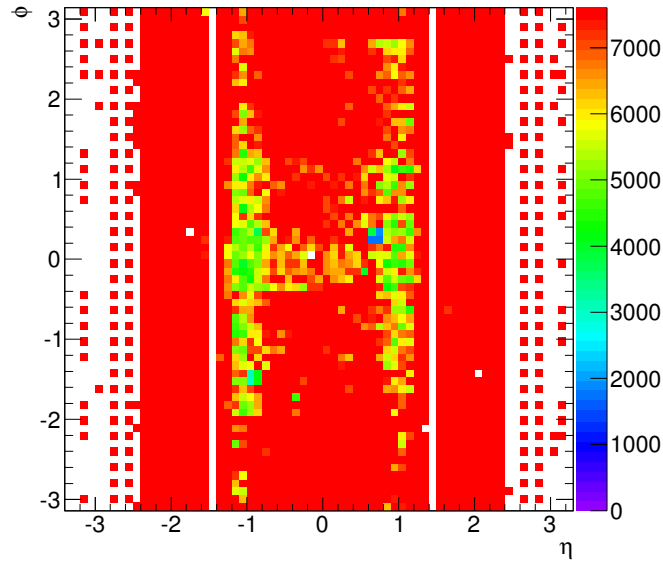


FIGURE 3.33 – Énergie maximum validée par la procédure actuelle. Pour les tours autour de  $|\eta| = 1$  et celles vers  $\phi = 0$  dans le tonneau, le bon fonctionnement du BCID ne peut être garanti jusqu'à 7 TeV.

en fonction de la position des paquets dans les trains. Un tel effet pourrait jouer un rôle dans la détermination de l'énergie minimale à laquelle l'algorithme à seuils devient correct.

### 3.5 Conclusions

L'identification des croisements de faisceaux est l'un des rôles majeurs du système de déclenchement de premier niveau du calorimètre électromagnétique. Alors qu'en régime linéaire, un algorithme de détection de pic en sortie du filtre FIR est chargé de l'identification, un algorithme dédié est utilisé dès que le seuil de saturation numérique est franchi. Il s'appuie sur la comparaison du front de montée du signal avec des seuils prédéfinis.

Ce chapitre a montré qu'en fonction des réglages des temps de numérisation, et de la forme exacte des signaux, il y a un risque de mauvaise attribution de croisement de faisceaux. Ce problème peut se produire essentiellement au début du régime de saturation (quelques centaines de GeV), ou au contraire aux plus hautes énergies (au-delà de 1,5 TeV). Le mode de fonctionnement actuel du système de déclenchement, qui exécute les deux algorithmes en parallèle, minimise l'éventualité d'un tel problème de couverture de la gamme d'énergie.

Dans la mesure où le bon fonctionnement des algorithmes de BCID dépend étroitement des formes des signaux et des temps de numérisation, leur validation ne peut se baser uniquement sur des données d'étalonnage. Une méthode de détermination de la performances des deux algorithmes a été mise au point. Elle s'appuie sur les données d'étalonnage pour déterminer le comportement général des signaux d'énergie croissante, puis utilise les données de physique pour déterminer leurs limites de validité, pour des conditions de prise de données bien déterminées.

Pour la séquence de prise de données qui a servi d'exemple dans ce chapitre, le BCID est certifié correct jusqu'à 3,5 TeV pour la plus grande partie du calorimètre électromagnétique. Les exceptions sont une *Tower Builder Board* défectueuse, qui a été remplacée depuis, cinq tours qui ont potentiellement un mauvais comportement à très haute énergie, et un certain nombre de tours qui pourraient déclencher sur le mauvais croisement de faisceau dans un petit nombre de cas. La généralisation de cette procédure sur l'ensemble des données de l'année 2010 a permis d'établir

une incertitude systématique liée au BCID à haute énergie, utilisée par les analyses de recherche de résonances de grande masse. Cette incertitude ne dépasse pas les 1,8%.

Les améliorations des réglages du système de déclenchement ont permis de réduire grandement cette incertitude pour la prise de données 2011. Cependant, des études complémentaires sont encore nécessaires pour préparer le fonctionnement du LHC à ses énergie et luminosité nominales avec toutes les connaissances requises sur le comportement des signaux de déclenchement à haute énergie.

## Chapitre 4

# La reconstruction des objets physiques dans ATLAS

### Sommaire

---

4.1	Les électrons . . . . .	92
4.2	Les muons . . . . .	96
4.3	Les jets . . . . .	99
4.4	Étiquetage des jets de $b$ . . . . .	101
4.5	L'énergie transverse manquante . . . . .	102
4.6	Prise en compte des effets de l'empilement dans les simulations . . .	104

---



Le chapitre 2 a montré le rôle, l'architecture et le principe de fonctionnement des différents sous-détecteurs qui composent l'expérience ATLAS. La réalisation d'une mesure physique à partir des données enregistrées par ces sous-détecteurs suppose cependant que leurs informations soient traitées et combinées pour reconstruire des objets physiques, qui servent ensuite de base aux analyses en aval. Le fonctionnement même des sous-détecteurs en opération est soumis à d'inévitables inefficacités, problèmes matériels, vieillissement, et autres imprévus qui en dégradent les performances.

Ce court chapitre a pour but de présenter la reconstruction des objets physiques utilisés dans les analyses  $Z + b$  et Higgs en 4 leptons à partir des informations des sous-détecteurs. Les performances atteintes en 2010 et 2011 ainsi que leurs incertitudes sont également discutées.

## 4.1 Les électrons

### 4.1.1 Reconstruction des électrons

#### Algorithme utilisé

Dans l'acceptance couverte par le détecteur interne ( $|\eta| < 2,5$ ), la reconstruction des électrons dans ATLAS [68] commence par une recherche d'amas (ou *clusters*) dans le calorimètre électromagnétique. Cette opération s'effectue par un algorithme à fenêtre glissante, sommant les énergies des cellules contenues dans des zones  $\eta \times \phi$  de taille  $3 \times 5$  cellules dans le second compartiment, soit  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,075 \times 0,125$ . L'asymétrie entre  $\eta$  et  $\phi$  provient du fait que les électrons peuvent perdre une partie de leur énergie par Bremsstrahlung, tandis que leur trajectoire reste courbée selon  $\phi$  par le champ magnétique du solénoïde. Les amas ainsi trouvés d'énergie transverse  $E_T > 2,5$  GeV sont gardés comme graines.

Un appariement lâche avec les traces est alors réalisé. Les traces sont reconstruites à partir des coups enregistrés dans les sous-détecteurs de l'ID, par un algorithme utilisant un filtre de Kalman. Elles sont essentiellement de deux types : soit elles comportent des coups dans les détecteurs à silicium, soit elles sont reconstruites uniquement dans le TRT (et on n'a alors d'information que sur  $\phi$ ). L'appariement amas-traces consiste à examiner les traces présentes dans une fenêtre  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$  par rapport à la position de l'amas considéré. La fenêtre est élargie du côté de la courbure en  $\phi$ , toujours pour tenir compte des effets du Bremsstrahlung. Parmi les traces présentes dans cette fenêtre, on choisira la plus proche de l'amas, avec cependant une priorité donnée aux traces avec des coups dans les détecteurs silicium.

Les amas appariés avec des traces sont ensuite reconstruits avec une taille choisie pour contenir plus de 90 % de l'énergie des électrons, qui exprimée en nombre de cellules dans le second compartiment, est de  $3 \times 7$  dans le tonneau et  $5 \times 5$  dans les bouchons. L'énergie de ces amas doit alors être calibrée, en fonction de leur position, pour prendre en compte un certain nombre de phénomènes :

- l'énergie déposée en amont du calorimètre. Elle est estimée à partir de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur pour  $|\eta| < 1,8$ , et en fonction de la profondeur moyenne de la gerbe au-delà ;
- l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique en dehors des amas ;
- l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique derrière les amas ;
- divers effets fins sur les énergies des cellules, comme par exemple des corrections à la fraction d'échantillonnage, paramétrisés en fonction de  $\eta$  et de la profondeur moyenne des gerbes.

L'étalonnage de l'énergie des amas s'appuie sur des simulations détaillées de la réponse du détecteur aux électrons, qui ont été validées lors de l'exposition du calorimètre à un faisceau test.

Enfin, la quadri-impulsion des électrons reconstruits est composée de l'énergie de l'amas une fois étalonné, et de la direction  $(\eta, \phi)$  obtenue avec la trace lorsque cette dernière comporte au

moins quatre coups dans les détecteurs silicium, ou de celle de l'amas en utilisant la segmentation longitudinale du calorimètre et le vertex de l'interaction dans le cas contraire.

### Étalonnage final et détermination des performances

Pour réaliser la détermination finale de l'échelle d'énergie des électrons, ainsi que l'intercalibration du calorimètre, des études des désintégrations en électrons de  $Z$  et de  $J/\psi$  sont menées. Des facteurs d'échelle correctifs dépendant de  $\eta$  et de  $E_T$  sont déterminés par une maximisation de vraisemblance de la compatibilité des pics des résonances mesurés et attendus.

Avec les données de 2010, cette correction supplémentaire est de l'ordre de 2 % (tonneau) à 4 % (bouchons), avec une incertitude finale sur l'échelle d'énergie allant de 0,3 à 1,6 %. L'amélioration de la connaissance du détecteur a permis de ramener la correction supplémentaire à environ 0,5 % dans le tonneau et 1 % dans les bouchons pour les données acquises en 2011, pour une incertitude de quelques pour-mille sur l'échelle d'énergie.

Les études de la forme du pic du  $Z$  permettent également de déterminer la résolution du calorimètre. La figure 4.1 montre ainsi une comparaison du pic du  $Z$  reconstruit dans les données et dans une simulation Monte Carlo spéciale où le terme constant contribuant à la résolution du calorimètre est nul. L'échelle d'énergie des électrons et la valeur du terme constant sont extraits des ajustements effectués sur le pic. Le terme constant ainsi mesuré sur les données de 2010 est de  $1,2 \pm 0,6$  % dans le tonneau et de  $1,8 \pm 0,6$  % dans les bouchons. La meilleure connaissance du détecteur acquise en 2011 a permis de le faire diminuer, à des valeurs de  $1,0 \pm 0,4$  % dans le tonneau et  $1,7 \pm 0,6$  % dans les bouchons.

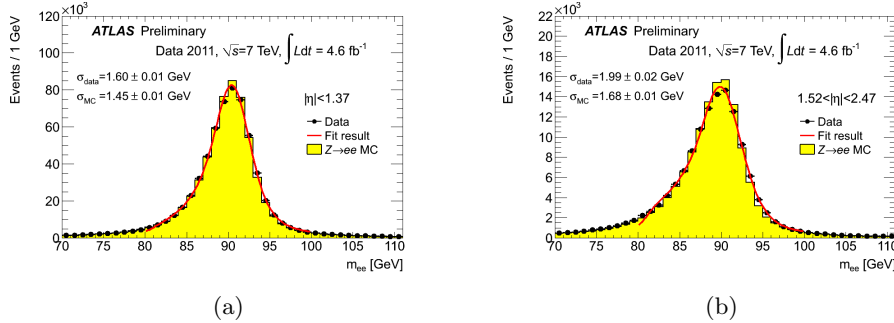


FIGURE 4.1 – Comparaison du pic du  $Z$  lorsque les deux électrons sont dans le tonneau (a) ou dans les bouchons (b), entre les données de 2011 et une simulation avec un terme constant nul.

La mesure des termes constants est utilisée pour corriger les simulations Monte Carlo utilisées dans les analyses de physique, qui sont réalisées avec un terme constant plus faible : la résolution des électrons y est donc volontairement dégradée afin de retrouver celle observée sur les données.

### Électrons vers l'avant

Il est à noter que dans la région  $2,5 < |\eta| < 3,2$ , non couverte par le détecteur interne, la reconstruction des électrons s'effectue sur la base d'amas topologiques, c'est-à-dire que les cellules sont agrégées une à une autour d'une graine si leur énergie est suffisamment élevée par rapport à leur niveau de bruit. L'échelle d'énergie et la résolution s'obtiennent ensuite de la même façon que pour les électrons de la partie centrale des calorimètres.

## Impact des défaillances des détecteurs

La reconstruction des électrons peut être perturbée par les problèmes rencontrés dans le calorimètre. Si les cellules bruyantes, qui sont masquées lors de la reconstruction, ont une influence négligeable, l'année 2010 a été marquée par la panne de quelques transmetteurs optiques (OTX) chargés de transmettre les signaux des cellules des FEB vers les ROD. Chaque panne a ainsi rendu un certain nombre de cellules supplémentaires inaccessibles à la lecture, le nombre dépendant du compartiment concerné. De même, des pannes de haute tension ont affecté un certain nombre de cellules isolées.

De telles défaillances, lorsqu'elles concernent des cellules du second voire du premier compartiment, peuvent affecter gravement l'étalonnage en énergie des électrons proches<sup>1</sup>. Les analyses de physique doivent en conséquence appliquer des coupures fiducielles autour de ces cellules pour garantir l'échelle d'énergie et la résolution des électrons.

Pour simplifier les comparaisons entre données et Monte Carlo au prix d'une petite perte d'événements, les coupures fiducielles adaptées à la fin de la prise de données (celles avec la plus forte perte d'acceptance) ont été appliquées à l'ensemble des événements, données comme Monte Carlo. La perte d'acceptance résultant de ces coupures sur les électrons est d'environ 6 %.

Toutes les FEB concernées par les OTX défectueux ont été remplacées lors de l'arrêt hivernal 2010-2011. En conséquence l'acceptance du calorimètre pour les électrons était complète au début de la prise de données 2011. Un défaut dans le contrôleur d'un châssis (FEC) en avril a entraîné la perte du signal des deuxième et troisième compartiments dans une zone  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1,5 \times 0,2$  du tonneau. Une réparation provisoire en juillet a permis de récupérer les signaux du second compartiment. En conséquence, des coupures fiducielles sont appliquées sur les  $\sim 700\text{pb}^{-1}$  de données concernées par ce problème, et sur une fraction correspondante des simulations Monte Carlo. Le contrôleur du FEC concerné a été remplacé lors de l'arrêt hivernal 2011-2012.

### 4.1.2 Identification des électrons

#### Cas des données 2010

La reconstruction des électrons telle qu'elle a été décrite dans la section précédente peut identifier comme électrons des hadrons ou des photons convertis. Pour rejeter ce fond et obtenir la pureté nécessaire à la réalisation des analyses de physique, des coupures d'identification standard qui sont appliquées sur les électrons reconstruits ont été définies : nommées *loose*, *medium* et *tight*, elles ont été déterminées sur simulations pour obtenir des réjections d'environ 500, 5000 et 50000 respectivement sur les hadrons [68].

Les valeurs exactes des coupures ont cependant été affinées avec les données pour tenir compte des imperfections dans la simulation du calorimètre. Elles se basent sur les informations des traces et des amas, en bénéficiant notamment de la finesse de la segmentation du calorimètre :

**Loose** : des critères sur la forme transverse des gerbes dans le second compartiment sont utilisées, ainsi que la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique derrière l'amas (fuites).

**Medium** : en plus des critères *loose* se rajoutent des coupures sur la forme transverse des gerbes dans le premier compartiment du calorimètre, sur la qualité de la trace associée (nombre de coups dans les détecteurs silicium et paramètre d'impact), et sur l'ajustement en  $\eta$  entre la trace et l'amas.

**Tight** : par rapport aux critères *medium*, des coupures plus strictes sont exigées sur la trace, en particulier un coup dans la première couche du détecteur à pixels (*b-layer*). L'ajustement

1. Il est à noter qu'en raison de la séparation entre la voie de lecture du calorimètre et la voie de déclenchement, une estimation de l'énergie déposée dans un compartiment peut être réalisée, en soustrayant l'énergie des cellules mesurées aux sommes des tours de déclenchement. Cette technique a été utilisée pour récupérer l'énergie des FEB gérant le pré-échantillonneur, car celles-ci couvrent chacune une grande zone  $\eta \times \phi$ , prévenant toute coupure fiducielle, alors que le pré-échantillonneur contient une fraction non négligeable de l'énergie des électrons de basse impulsion.

entre la trace et l'amas est plus sévère et se fait aussi sur  $\phi$ . L'impulsion de la trace est comparée à l'énergie de l'amas à l'aide de la variable  $E/p$ . Les coups du seuil haut du TRT sont également utilisés. Enfin, les électrons associés à une conversion de photon sont rejetés.

Les efficacités de ces coupures ont été mesurées en fonction de  $\eta$  et  $E_T$  par des méthodes dites *tag-and-probe* sur des données de désintégration de  $W$ , de  $Z$ , ou de  $J/\psi$ . Elles consistent à sélectionner un lot pur de candidats électrons par des sélections strictes sur l'énergie transverse manquante ( $W$ ) ou un premier électron ( $Z$ ,  $J/\psi$ ), et sur une variable caractéristique (masse invariante, masse transverse).

Les propriétés des candidats électrons résultants (par exemple le deuxième électron du  $Z$ ) sont alors étudiées. Les efficacités ainsi mesurées pour  $E_T > 20$  GeV sont d'environ 95 % pour les électrons *medium* et 80 % pour les électrons *tight*, en accord avec la simulation à 3 % près en moyenne. Les différences constatées entre données et simulations proviennent essentiellement d'une modélisation imparfaite de la largeur des gerbes dans le calorimètre. La figure 4.2 présente un exemple de mesure de ces efficacités pour les électrons *medium*, réalisée par une méthode de *tag-and-probe* sur des événements  $Z$  [68].

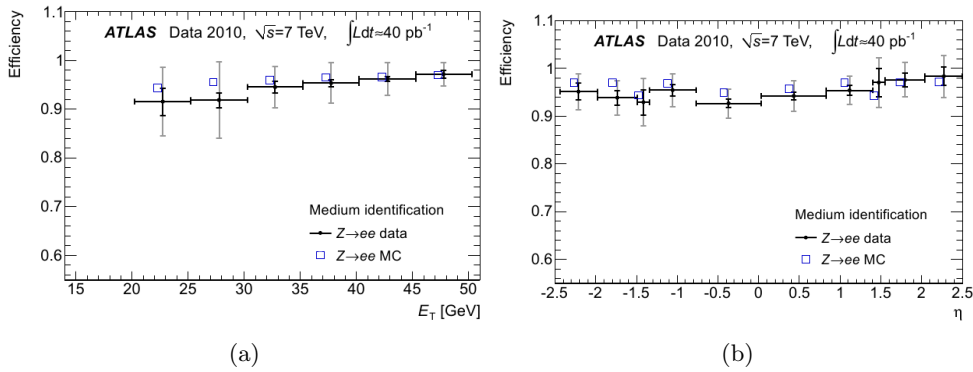


FIGURE 4.2 – Comparaison des efficacités entre données et simulations pour l'identification *medium*, en fonction de  $p_T$  (a) ou de  $\eta$  (b), telles que mesurées par une méthode de *tag-and-probe* sur des bosons  $Z$ .

Les efficacités de déclenchement ( $\sim 99\%$ ) et de reconstruction ( $\sim 98,5\%$ ) des électrons sont également mesurées avec les mêmes techniques.

Pour corriger les simulations de sorte qu'elles présentent les mêmes efficacités apparentes que les données, les rapports des efficacités mesurées dans les données sur celles des simulations, segmentés en régions de  $p_T$  et de  $\eta$  (voir la figure 4.2), sont donnés dans les analyses comme poids aux électrons des Monte Carlo.

### Cas des données 2011

Pour les données 2011, une réoptimisation complète des coupures d'identification a été effectuée et introduite dans le courant de l'année. Deux raisons ont motivé ces changements :

- la meilleure connaissance des électrons acquise grâce aux données 2010 a permis, pour une efficacité donnée, d'obtenir une meilleure réjection ;
- afin de conserver un seuil de déclenchement à un seul électron raisonnable ( $E_T = 22$  GeV), sans isolation transverse, et un taux de déclenchement supportable pour des luminosités de quelques  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , une réjection supérieure à celle du critère *medium* utilisé pour les données 2010 devait être obtenue.

Le principe des critères d'identification réoptimisés, nommés « ++ », est le suivant :

**Loose++ :** les critères sur la forme transverse des gerbes dans le second compartiment sont relâchés par rapport au *loose* utilisé en 2010, mais des coupures lâches sur la forme des gerbes dans le premier compartiment, sur la qualité des traces et sur l'appariement traces-amas sont introduites. Cette identification atteint des réjections des hadrons proches de celles du critère *medium*, pour des efficacités (à  $E_T > 20$  GeV) d'environ 93-95 %.

**Medium++ :** par rapport à la sélection *medium*, les critères sur les traces et les appariements traces-amas sont resserrés. Une coupure lâche sur les seuils hauts du TRT est également introduite. Au total l'efficacité de ces coupures baisse légèrement ( $\sim 85\%$ ), mais la réjection augmente suffisamment pour qu'elles soient utilisées pour le déclenchement au niveau du filtre d'événements.

**Tight++ :** la réoptimisation des coupures existantes a permis de gagner légèrement à la fois en efficacité et en réjection.

De même que pour les données 2010, les efficacités de ce jeu de coupures ont été mesurées par des méthodes de *tag-and-probe* (voir la figure 4.3), et les facteurs de correction à appliquer aux simulations ont été déterminés.

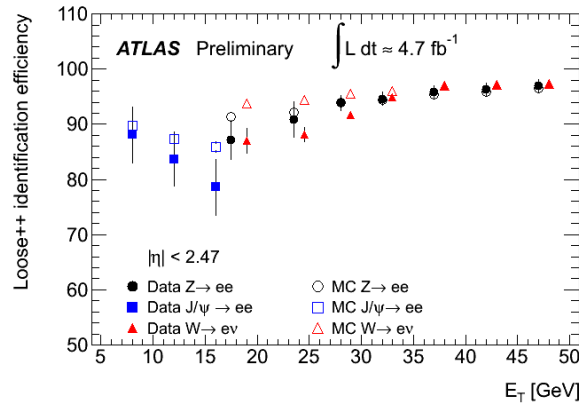


FIGURE 4.3 – Comparaison des efficacités pour le critère *loose++* dans les données 2011 et les simulations, par différentes méthodes de *tag-and-probe*.

Enfin, les luminosités atteintes en 2011 (quelques  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) imposent d'étudier les effets de l'empilement sur l'efficacité d'identification des électrons. Comme le montre la figure 4.4, la dégradation des efficacités dans les événements de grande activité est importante, et varie entre 5 et 8 %, mais elle est très bien reproduite par la simulation.

## 4.2 Les muons

### 4.2.1 Reconstruction

La reconstruction des muons dans ATLAS [47, 107] débute, comme pour le déclenchement de premier niveau, par l'identification de régions d'activité en  $\eta \times \phi$  (plus grandes que les RoI) grâce aux mesures des RPC et des TGC. Les chambres situées dans une région d'intérêt sont examinées. Dans chaque chambre, à partir des rayons de dérive (pour les MDT) ou des coups en  $\eta$  (pour les CSC), et en tenant compte de l'information en  $\phi$  fournie par les chambres de déclenchement, on essaie d'ajuster un segment (trace droite) tangent aux cercles de dérive. L'ajustement est réalisé par une minimisation de  $\chi^2$ .

Une fois les segments trouvés, on cherche à les assembler pour former des traces du spectromètre à muons. Cette étape s'effectue par une procédure itérative qui, partant d'un segment, extrapole

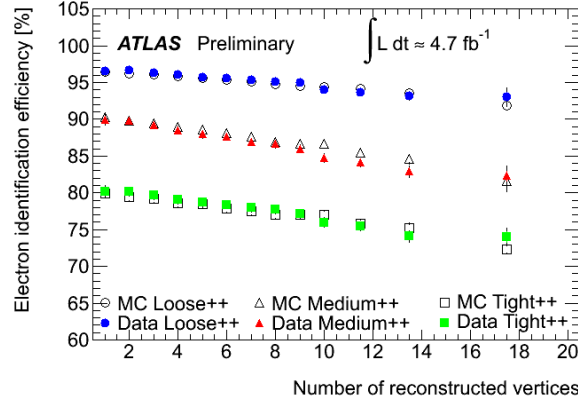


FIGURE 4.4 – Efficacités d'identification des électrons en fonction du niveau d'empilement dans les événements.

la position et la direction de la trace dans les autres chambres, en tenant compte du champ magnétique, de l'alignement des chambres, et du fait que le muon est supposé provenir du point d'interaction. Si la recherche de segments qui se raccordent est un succès, on réalise un nouvel ajustement à partir des rayons de dérive de tous les détecteurs concernés, en prenant également en compte la diffusion multiple du muon.

La trace spectromètre ainsi reconstruite, nommée *standalone*, est alors extrapolée vers le point d'interaction, en prenant en compte la perte d'énergie dans les calorimètres, qui suit une distribution de Landau dont la valeur la plus probable est d'environ 3 GeV. Une trace reconstruite par le détecteur interne et compatible avec l'extrapolation de la trace spectromètre est alors recherchée. Si une telle trace est trouvée, une combinaison des deux est alors effectuée via une minimisation de  $\chi^2$  utilisant leurs paramètres et leurs erreurs. Les paramètres résultants définissent la trace d'un *muon combiné*.

Dans un certain nombre de zones du détecteur la reconstruction de traces combinées est peu efficace : zones moins instrumentées comme celle des pieds d'ATLAS ou la région à  $\eta \sim 0$ , zones à faible champ magnétique comme la région de transition entre tonneau et bouchons. C'est pourquoi, en complément de la recherche de traces à partir du spectromètre, on procède aussi à l'inverse en extrapolant les traces du détecteur interne vers les chambres à muons, et en recherchant des segments compatibles. Dans ce cas les segments ne sont pas utilisés dans la détermination des paramètres des traces, mais servent uniquement à signer la présence d'un muon : les traces ainsi reconstruites sont dites *étiquetées*. Ce type de reconstruction induit cependant un taux de faux muons plus élevé que les traces combinées.

## 4.2.2 Performances

Tout comme celles des électrons, les performances de la reconstruction des muons sont obtenues à partir de l'étude de désintégrations de  $Z$  [61] ou de  $W$ , via des méthodes de *tag-and-probe*, dans lesquelles (dans le cas des  $Z$ ) le muon *tag* est de type combiné et isolé. Comme le montre la figure 4.5, l'efficacité de reconstruction des muons combinés est généralement de 95 % environ, sauf dans les régions problématiques. Dans ce cas, l'ajout des muons étiquetés permet de restaurer une grande partie de l'efficacité perdue. Les simulations s'accordent aux données à quelques pour-cents près, et comme pour les électrons la différence est appliquée comme poids aux muons des échantillons Monte Carlo, pour retrouver les efficacités mesurées dans les données.

L'échelle d'énergie et la résolution obtenue sur les muons ont également été mesurées grâce à la connaissance du pic du  $Z$  [60], par des méthodes de *tag-and-probe* similaires à celles employées

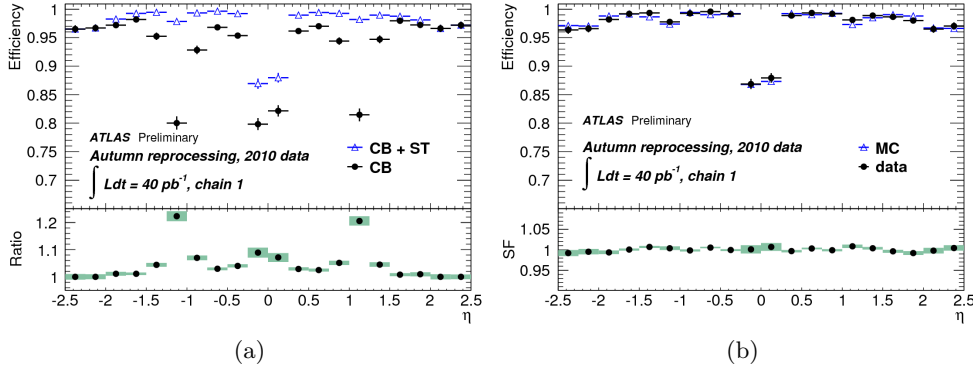


FIGURE 4.5 – Efficacité de reconstruction des muons en fonction de  $\eta$ . (a) Les efficacités à partir des données dans les régions problématiques pour la reconstruction combinée (points noirs) sont sensiblement augmentées en ajoutant les muons étiquetés (triangles bleus). (b) L'accord entre données et simulations est à mieux que 2% sur l'ensemble du spectromètre.

pour les électrons. La comparaison des données et des simulations permet alors de corriger ces dernières en dégradant artificiellement la résolution des traces dans le spectromètre et dans le détecteur interne séparément.

La différence entre les données et la simulation provient essentiellement d'une meilleure résolution intrinsèque des tubes des MDT dans la simulation, mais surtout d'un alignement optimal du spectromètre et du détecteur interne. La résolution des muons dans les données est donc améliorée à chaque fois que des progrès sont réalisés sur la maîtrise de ces alignements. La figure 4.6 montre ainsi le pic du  $Z$  reconstruit dans la simulation (pour laquelle l'alignement est optimal, de l'ordre de  $30\ \mu\text{m}$  sur la position des tubes), comparé à celui reconstruit dans les données 2010 avant et après une correction d'alignement : la correction améliore de manière importante la résolution.

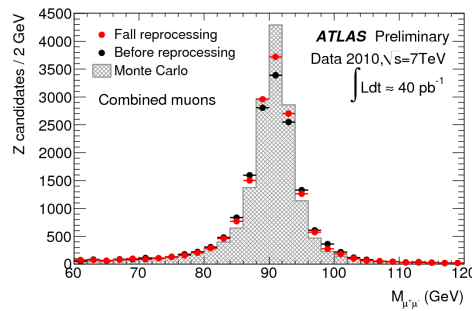


FIGURE 4.6 – Comparaison du pic du  $Z$  entre la simulation non corrigée (alignement optimal), et les données 2010 avant (noir) et après (rouge) une correction d'alignement du spectromètre [60].

Les analyses de performance des muons ont été poursuivies en 2011. La résolution dans les données a en particulier été encore améliorée par des corrections d'alignement du spectromètre et du détecteur interne. Les efficacités n'ont pas varié notablement et sont toujours aussi bien reproduites par les simulations. Enfin, il a été montré que les performances de la reconstruction des muons se dégradent très peu lorsque l'empilement augmente.

## 4.3 Les jets

### 4.3.1 Reconstruction

La reconstruction des jets dans ATLAS [54] commence par la formation d'amas topologiques à partir des cellules des calorimètres. Ils utilisent pour graines les cellules dans lesquelles l'énergie déposée est supérieure à quatre fois le niveau de bruit. Une technique de séparation des amas est ensuite appliquée pour distinguer les dépôts émis par des particules proches. Les amas ont par construction une masse nulle, et une énergie égale à la somme des énergies calibrées à l'échelle électromagnétique des cellules les constituant.

Ils sont donnés en entrée à l'algorithme anti- $k_t$  [26, 135], qui est utilisé avec un paramètre  $R = 0,4$  ou  $R = 0,6$ . Cet algorithme agrège les amas en proto-jets, en utilisant pour métrique  $d_{ij} = \min(1/E_{Ti}^2, 1/E_{Tj}^2) \Delta R_{ij}/R$ , où  $i$  et  $j$  sont des amas ou des proto-jets, d'énergie transverse  $E_{Ti,j}$ . Intuitivement, l'algorithme tend à démarrer des amas de plus haute énergie, et à leur agréger les amas proches de plus basse énergie. Un proto-jet auquel on ne peut plus agréger d'amas est un jet.

L'énergie des jets obtenus doit alors être calibrée, afin de prendre en compte les effets de :

- non-compensation des calorimètres ;
- perte d'énergie dans les zones inactives en amont des calorimètres ;
- fuites à l'extérieur des calorimètres, pour les gerbes qui se développent tard ;
- efficacités de reconstruction, et niveau de bruit dans les cellules.

Pour l'analyse des données 2010 et des premières données 2011 d'ATLAS, une approche simple et robuste a été utilisée, qui permet une évaluation aisée de ses erreurs systématiques. Elle est nommée  $EM + JES$  et, partant des jets formés d'amas calibrés à l'échelle électromagnétique, utilise les corrections suivantes :

- soustraction d'une énergie moyenne représentant les effets de l'empilement. Elle dépend de la pseudo-rapacité du jet et du nombre de vertex reconstruits dans l'événement ;
- correction de la direction du jet, prenant pour origine le vertex primaire de l'événement et non le centre géométrique du détecteur ;
- application de constantes de calibration finales, dérivées des simulations Monte Carlo, pour corriger l'énergie du jet. Ces constantes, comprises entre 1,2 et 2, dépendent de l'énergie et de la pseudo-rapacité.

### 4.3.2 Performances

L'étalonnage des jets a été vérifié par diverses méthodes basées sur les données, utilisant par exemple des événements dijets (intercalibration), photon plus jet, ou  $Z$  plus jet.

Les incertitudes sur l'échelle d'énergie déterminée par cette méthode de calibration sont dominées par la précision des générateurs Monte Carlo utilisés, et par la connaissance de la réponse des calorimètres à des hadrons incidents (mesurée en faisceau test).

Pour la prise de données 2010 l'incertitude totale varie de 2 à 7 % environ sur l'ensemble du calorimètre. La figure 4.7 présente par exemple cette incertitude en fonction de l'impulsion pour des jets situés dans la partie centrale du calorimètre, où elle ne dépasse pas 4,5 %.

Les données 2011 ont été marquées par un empilement bien supérieur à celui présent en 2010. Or l'empilement (à la fois *en temps* et *hors temps*) affecte de manière significative la mesure de l'énergie des jets, au-delà de la correction déjà effectuée. En attendant d'effectuer un nouvel étalonnage, l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets s'appliquant sur la première partie des données 2011 est augmentée de 1 à 2 % (en quadrature) par rapport à celle estimée sur les données 2010.

Enfin, la résolution des jets calibrés a été étudiée à partir de l'équilibre dans le plan transverse de systèmes dijets [48]. Pour les données 2010, le terme constant est d'environ 3 % pour un



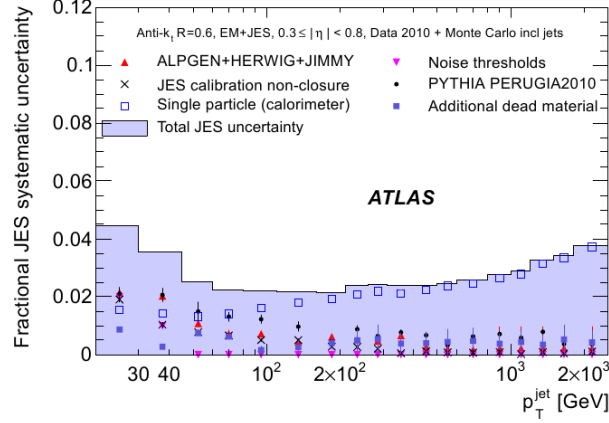


FIGURE 4.7 – Incertitudes sur l'échelle d'énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse, dans les données 2010. Sont ici considérés les jets reconstruits avec l'algorithme anti- $k_t$   $R = 0,6$ , situés à  $0,3 < |\eta| < 0,8$ .

terme d'échantillonnage de  $\sim 80\%/\sqrt{E}$ . La résolution des jets est dégradée à cause des effets de l'empilement dans les premières données 2011, comme le montre la figure 4.8.

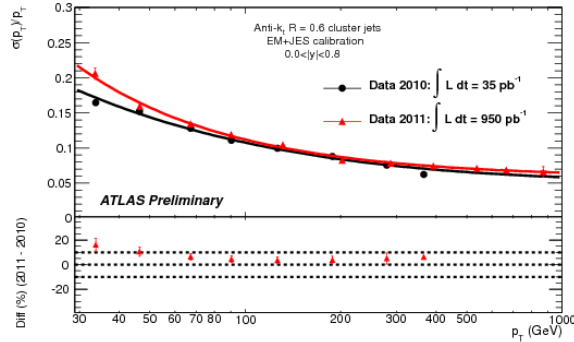


FIGURE 4.8 – Comparaison de la résolution des jets,  $\sigma(p_T)/p_T$  en fonction de  $p_T$ , dans les données de 2010 et les premières données de 2011. La dégradation observée provient des effets de l'empilement.

### 4.3.3 Épuration des jets

Les jets étant reconstruits à partir de tout dépôt calorimétrique d'énergie suffisante, certains peuvent avoir pour origine un certain nombre de bruits de fond n'ayant rien à voir directement avec les collisions. On peut ainsi citer les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel dans le tube à vide, les événements de halo du faisceau, les muons cosmiques subissant des pertes catastrophiques dans le calorimètre, les sursauts de bruit dans le calorimètre, ou encore les décharges dans les bouchons du calorimètre hadronique.

Pour éliminer ces fonds aux jets dans les données, une série de coupures d'épuration a été mise en place [54]. Ces coupures concernent la qualité des signaux dans les cellules des calorimètres, la répartition de l'énergie entre les calorimètres électromagnétiques et hadroniques, le rapport entre l'énergie et les impulsions des traces pointant vers le jet, et le temps d'arrivée du jet par rapport aux croisements de faisceaux.

Compte-tenu de la mauvaise représentation par la simulation de certaines distributions, en particulier celle du temps d'arrivée des jets, ces coupures ne sont appliquées que sur les données

de collisions. Cependant, elles ont une efficacité proche de 100 % sur les jets issus de collisions (mesurée sur des événements dijets), si bien qu'aucune correction de la simulation n'est à effectuer.

## 4.4 Étiquetage des jets de $b$

Les jets provenant de la désintégration de hadrons contenant des quarks de saveurs lourdes (principalement quarks  $b$ , mais aussi quarks  $c$  dans une certaine mesure) ont des propriétés spécifiques qui en permettent l'identification [47]. La principale est leur durée de vie de l'ordre de la picoseconde, qui leur permet de parcourir une distance de quelques millimètres dans le plan transverse avant de se désintégrer. On a alors un vertex secondaire de désintégration, et les traces qui en proviennent ont un paramètre d'impact important par rapport au vertex primaire. Des algorithmes dits d'étiquetage des  $b$  utilisent ces propriétés pour repérer ces jets parmi les jets issus de quarks légers ou de gluons, à partir des traces reconstruites dans le détecteur interne.

### 4.4.1 L'étiquetage en 2010

Pour la première année de prise de données d'ATLAS, des algorithmes simples et robustes ont été mis au point. Celui utilisé dans l'analyse  $Z + b$  se nomme *SV0* et utilise l'existence d'un vertex secondaire de désintégration [49]. Pour un jet donné, il commence par sélectionner les traces de bonne qualité qui lui sont proches, et qui ont un paramètre d'impact suffisamment élevé. Il élimine ensuite les paires de traces compatibles avec une conversion de photon, ou une désintégration de  $K_s^0$  ou de  $\Lambda^0$ . Il tente alors d'ajuster un vertex à partir des traces restantes, et élimine itérativement les plus aberrantes. La procédure s'arrête avec succès lorsqu'un vertex de bonne qualité est ajusté sur les traces restantes.

La signification statistique (*significance*) de la distance entre le vertex secondaire reconstruit et le vertex primaire est prise comme variable discriminante finale, dont la coupure est ajustée pour fournir l'efficacité d'étiquetage désirée. Une seule valeur de coupure a été étalonnée pour les données 2010 ; elle a été choisie pour donner une efficacité de 50 % sur les jets de  $b$  des événements  $t\bar{t}$ . La réjection des jets légers attendue d'après la simulation pour cette coupure est de 270 environ.

L'efficacité et le taux de faux positifs de l'étiquetage ont été étalonnés en utilisant les données [51]. Les mesures d'efficacité se basent principalement sur une autre propriété des jets de saveurs lourdes, à savoir leurs désintégrations semi-leptoniques en muons (jusqu'à 20 % des cas), et permettent de connaître celle-ci avec une précision de 5 à 12 %. D'autres méthodes, basées sur l'étude d'événements  $t\bar{t}$  ou des désintégrations en  $D^*\mu$  ont également été utilisées. Le taux de faux positifs a, lui, été déterminé par l'étude de vertex secondaires reconstruits du mauvais côté du vertex primaire, c'est-à-dire quand la direction du jet est opposée à la direction entre le vertex primaire et le vertex secondaire. Il est connu avec une précision de 12 à 45 %.

Les différences d'efficacité et de réjection entre les simulations et les données sont prises en compte par une pondération des jets (fonction de leur saveur) dans les Monte Carlo.

### 4.4.2 L'étiquetage en 2011

La bonne connaissance du trajectographe acquise avec les données 2010, ainsi que la grande quantité de données disponibles en 2011, ont permis la mise au point et l'étalonnage d'algorithmes d'étiquetages avancés, tirant parti de plus d'informations simultanément de la désintégration des hadrons  $B$ , de manière à augmenter l'efficacité d'étiquetage pour une réjection constante des jets légers.

La figure 4.9 montre ainsi les courbes d'efficacité-réjection de différents algorithmes étalonnés avec les données 2011 [53]. L'algorithme offrant la meilleure réjection pour les grandes efficacités d'étiquetage, *IP3D+JetFitter*, est utilisé dans l'étude de validation des électrons reconstruits en tenant compte des effets de Bremsstrahlung, présentée au chapitre 6. Les performances de cet

algorithmes ont été étalonnées pour quatre valeurs de coupures différentes, et l'étude utilisera celle offrant une efficacité de 70 % sur des simulations  $t\bar{t}$ .

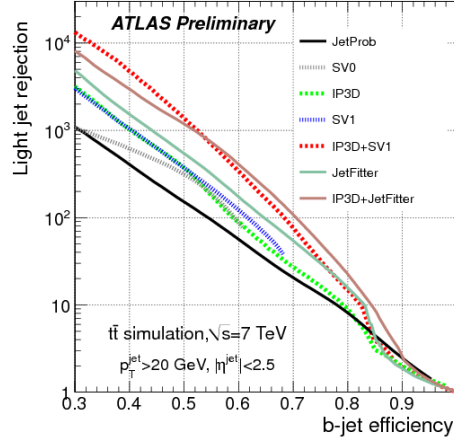


FIGURE 4.9 – Réjection des jets légers obtenue en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  désirée, pour différents algorithmes. Pour une réjection identique, l'algorithme  $IP3D+JetFitter$  peut être utilisé à plus de 60 % d'efficacité, contre 50 % pour  $SV0$ .

Cet algorithme est en fait la combinaison, réalisée par un réseau de neurones, de deux résultats basés sur des propriétés différentes des désintégrations des hadrons  $B$ . Tous deux commencent comme  $SV0$  par repérer et éliminer les paires de traces compatibles avec des conversions, des  $K_s^0$  ou des  $\Lambda^0$ .

L'algorithme  $IP3D$  réalise un maximum de vraisemblance à partir des significations des paramètres d'impact des traces appartenant au jet, à la fois dans le plan transverse ( $d_0/\sigma_{d_0}$ ) et longitudinal ( $z_0/\sigma_{z_0}$ ) : les valeurs mesurées dans le jet considéré sont comparées à des distributions provenant de simulations de jets de  $b$  et de jets légers, et validées dans les données.

L'algorithme  $JetFitter$  exploite la topologie des désintégrations des hadrons beaux et charmés dans les jets : il tente de déterminer une ligne de vol le long de laquelle la désintégration du hadron  $B$  puis du hadron charmé ont lieu. Il reconstruit donc un ou deux vertex, dont il exploite les propriétés : masse invariante des traces associées, proportion de l'impulsion totale portée par les traces associées aux vertex, nombre de vertex à deux traces, ou encore significations statistiques des distances entre les vertex et le vertex primaire.

Les performances de  $IP3D+JetFitter$  ont été établies dans les données par les mêmes techniques que celles évoquées précédemment pour  $SV0$ , en utilisant les premières données accumulées en 2011. La simulation est en accord avec les données à mieux que 6 % pour l'efficacité, où l'incertitude de l'étalonnage varie de 6 à 15 % en fonction du  $p_T$  et du  $\eta$  des jets. La réjection des jets légers est, elle, en accord à environ 12 % près, et a été étalonnée avec une incertitude allant de 11 à 21 %.

## 4.5 L'énergie transverse manquante

Les particules à longue durée de vie et n'interagissant que faiblement, telles que les neutrinos ou d'éventuels neutralinos, s'échappent du volume du détecteur ATLAS sans interagir. Pour signaler leur présence et obtenir de l'information sur elles, on fait appel au bilan en énergie des collisions. Dans le modèle des partons utilisé pour décrire les collisions proton-proton, la somme (vectorielle) des impulsions en jeu dans une interaction est inconnue, dans la mesure où chaque parton apporte une fraction  $x_i$  de l'énergie d'un proton incident. En revanche l'impulsion transverse des partons

est négligeable, donc la somme des impulsions transverse des particules présentes dans l'état final doit être nulle.

L'énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) est ainsi définie comme l'opposé de la somme des impulsions de toutes les particules détectées dans ATLAS, et caractérise l'énergie transverse des particules échappant à la détection. Il est à noter qu'en raison de l'angle existant entre les faisceaux au point de collision, la somme des impulsions transverses des partons n'est pas totalement nulle, et les distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  ont pour moyenne 0,5 GeV selon  $x$  et -1,5 GeV selon  $y$ .

Comme le calcul de l'énergie transverse manquante [72] fait intervenir l'ensemble des particules dans l'état final, sa reconstruction est délicate, et les performances obtenues dépendent notamment de l'herméticité des détecteurs (tant des calorimètres que du spectromètre à muons) et du bon étalonnage des différents dépôts calorimétriques.

La première composante de l'énergie transverse manquante est un terme calorimétrique, qui permet de prendre en compte l'ensemble des particules à l'exception des muons. La résolution obtenue sur  $E_T^{\text{miss}}$  dépend de la capacité à identifier correctement les types de particules à l'origine de chaque dépôt calorimétrique et à étalonner correctement son énergie.

Les amas associés aux électrons de qualité *medium* sont ainsi étalonnés et comptabilisés comme tels. Les photons de qualité *tight* sont calibrés à l'échelle électromagnétique (sans corrections supplémentaires du fait de la faible pureté obtenue). Le reste des dépôts est rassemblé sous la forme d'amas topologiques, où l'énergie est corrigée cellule par cellule en fonction de la nature et de la topologie de l'amas considéré. Des calibrations supplémentaires sont alors apportées selon que l'amas est associé à un  $\tau$  de qualité *tight*, à un jet (anti- $k_T$   $R = 0,6$ ) d'impulsion  $p_T > 20$  GeV, à un jet d'impulsion  $7 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$ , ou s'il est isolé.

Les muons échappant aux calorimètres, l'équilibre de leurs impulsions doit être ajouté à  $E_T^{\text{miss}}$ , formant un second terme dit muonique. La difficulté du calcul de ce terme consiste à ajouter l'ensemble des muons en évitant au maximum les faux muons, qui rajoutent de l'énergie transverse manquante artificielle.

Ainsi, dans l'acceptance du détecteur interne  $|\eta| < 2,5$ , les muons pris en compte sont les muons *combinés*. Au-delà, pour  $2,5 < |\eta| < 2,7$ , seule la mesure du spectromètre (muons *standalone*) est utilisée. Enfin, dans la région de transition  $1,0 < |\eta| < 1,3$  où l'efficacité de reconstruction des muons *combinés* est plus faible, les muons *étiquetés* sont également considérés. Suivant la catégorie des muons et leur isolation vis-à-vis des jets présents dans le terme calorimétrique, un terme calorimétrique supplémentaire peut être ajouté, de sorte que la perte d'énergie qu'ils subissent lors de la traversée des calorimètres soit correctement prise en compte dans le bilan.

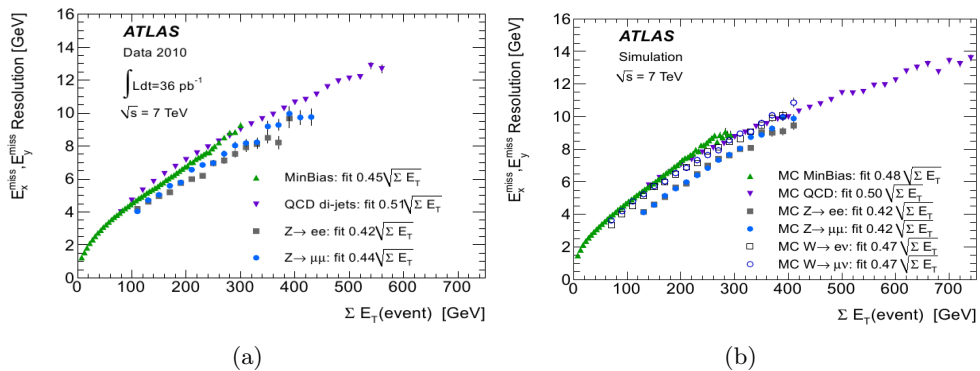


FIGURE 4.10 – Résolutions des composantes  $E_{T,x}^{\text{miss}}$  et  $E_{T,y}^{\text{miss}}$  de l'énergie transverse manquante, en fonction de la somme scalaire des énergies transverses, établies dans les données 2010 (a) et dans les simulations (b).

La figure 4.10 présente la résolution obtenue sur  $E_T^{\text{miss}}$  dans les données 2010 et dans les

simulations, en fonction de la somme scalaire des énergies transverses ( $\sum E_T$ ). L'accord obtenu entre les données et les Monte Carlo est bon sur l'ensemble de la gamme d'énergie, et les queues des distributions (non visibles sur la figure 4.10) sont également bien reproduites.

Dans la mesure où il utilise l'ensemble des détecteurs d'ATLAS, le calcul de l'énergie transverse manquante est directement affecté par les bruits de fond qui n'ont pas pour origine les collisions proton-proton : ce type d'événements se retrouve généralement dans les queues de distribution. À la suite du travail effectué sur l'épuration des jets, les analyses de physique utilisant  $E_T^{\text{miss}}$  suppriment les événements où au moins un jet a été repéré comme provenant d'un fond non collisionnel. Cette coupure permet de réduire les queues de  $E_T^{\text{miss}}$  artificielle pour une perte d'efficacité négligeable sur les événements avec une vraie  $E_T^{\text{miss}}$ .

## 4.6 Prise en compte des effets de l'empilement dans les simulations

Avec les luminosités de quelques  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  atteintes au LHC, le nombre d'interactions proton-proton par croisement de faisceau atteint des valeurs importantes, parfois plus de 20. Les effets de cet empilement sur les performances du détecteur sont multiples et liés à l'accroissement de l'activité (nombre de traces et dépôts calorimétriques) ; pour ne citer que les plus importants :

- dégradation de l'isolation des électrons et des photons dans le calorimètre ;
- dégradation (liée) des efficacités d'identification, comme présenté sur la figure 4.4 ;
- dégradation de la réjection des jets légers par les algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  ;
- difficultés avec la reconstruction des jets ;
- dégradation de la résolution des jets ;
- dégradation de la résolution de l'énergie transverse manquante.

Pour ces raisons, les simulations utilisées par les analyses de physique doivent incorporer les effets de l'empilement, afin que les efficacités de détection simulées soient réalistes.

Si des études sont en cours pour ajouter aux simulations de vraies collisions de basse énergie enregistrées grâce à des lignes de déclenchement non biaisées, l'empilement a jusqu'à présent été simulé dans ATLAS avec le générateur PYTHIA [139]. Une collection d'événements de basse énergie, générés avec des paramètres ajustés sur les premières données d'ATLAS [52], est ainsi disponible.

Pour l'analyse des données de 2010, les simulations ont été réalisées en utilisant un nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau  $\langle \mu \rangle = 2$  supérieur à celui observé dans les données. Pour chaque événement simulé, un nombre d'interactions supplémentaires tiré selon une loi de Poisson de paramètre  $\langle \mu \rangle - 1$  lui est ajouté. Afin de représenter au mieux les données étudiées, les événements des simulations sont repondérés dans les analyses de physique, de sorte que la distribution du nombre de vertex primaires<sup>2</sup> dans les Monte Carlo soit égale à celle observée dans les données.

L'année 2011 a vu l'utilisation dans le LHC de trains de paquets de protons espacés de 50 ns. Avec cet espacement les effets de l'empilement hors-temps sur les signaux du calorimètre à argon liquide deviennent importants. Si la forme bipolaire des signaux annule la contribution moyenne de l'empilement à l'intérieur des trains, celle-ci est toujours positive sur les premiers paquets de chaque train, conduisant à des différences significatives entre paquets. L'empilement hors-temps et la structure des trains ont donc été incorporés aux simulations utilisées pour décrire les données 2011.

Autre différence par rapport à la simulation des données de 2010, la simulation n'utilise plus un  $\langle \mu \rangle$  unique mais une distribution. Cela correspond dans les données à la mesure de luminosité de LUCID, qui est en fait une mesure de  $\langle \mu \rangle$  pour chaque *lumiblock*. La repondération des

---

2. Les performances de la reconstruction des vertex par ATLAS sont telles que la relation entre  $\mu$  et le nombre de vertex est linéaire jusqu'à de grandes valeurs

simulations s'effectue donc sur la base de cette distribution, et non sur le nombre de vertex primaires.



## Chapitre 5

# Mesure de la section efficace de jets de $b$ produits en association avec des bosons $Z$

### Sommaire

---

5.1	Introduction . . . . .	108
5.2	Les processus $Z + b$ . . . . .	108
5.3	Données de collision et simulations . . . . .	109
5.4	Reconstruction et sélection des événements . . . . .	114
5.5	Estimation des bruits de fonds et extraction du signal . . . . .	120
5.6	Détermination de la section efficace $\sigma_b$ . . . . .	129
5.7	Résultats et comparaison avec la théorie . . . . .	136
5.8	Conclusions . . . . .	138

---



## 5.1 Introduction

Le contexte général des travaux de cette thèse est la recherche du boson de Higgs avec ATLAS dans le canal 4 leptons. L'un des bruits de fond à considérer dans cette recherche est celui d'événements  $Z + 2$  jets, où l'un au moins des jets est issu de la fragmentation semi-leptonique d'un hadron  $B$ . Comme il a été montré au chapitre 1, la description correcte de ce type d'événements rencontre des difficultés particulières, liées à la prise en compte de la masse des quarks  $b$  pour la description correcte de la cinématique, et à la description des quarks  $b$  dans l'état initial.

Si la luminosité acquise par ATLAS en 2010, environ  $36 \text{ pb}^{-1}$  de données, ne permet pas d'étudier directement le bruit de fond sous le Higgs dans le canal quatre leptons, elle est suffisante pour s'intéresser plus généralement à la production de quarks  $b$  en association avec des bosons  $Z$ , où les quarks  $b$  sont alors étudiés inclusivement, c'est-à-dire sous la forme de jets étiquetés, sans nécessairement qu'ils se désintègrent dans un canal semi-leptonique. L'étude des jets de  $b$  produits en association avec des bosons  $Z$  vise ainsi à améliorer la connaissance de la production de ce type d'événements, pour laquelle les prédictions de QCD perturbative ont des erreurs systématiques importantes. La difficulté de ces prédictions vient, comme mentionné au chapitre 1, de la présence de quarks  $b$  dans l'état initial couplée à la coexistence de plusieurs échelles d'énergie dans les événements : la différence d'un facteur deux entre la mesure de  $W + b$  et sa prédiction théorique au Tevatron [1], par exemple, montre l'importance d'effectuer ce type de mesure au LHC.

Par ailleurs, l'étude de validation des performances d'un nouvel algorithme de reconstruction des électrons dans le cas des électrons de désintégration de saveurs lourdes, qui sera présentée au chapitre 6, participe aussi à une meilleure connaissance du fond en  $Zb\bar{b}$  au Higgs dans le canal quatre leptons.

Le canal de recherche du Higgs en 4 leptons n'est pas la seule analyse d'ATLAS pour laquelle cette mesure présente un intérêt : les processus  $Z$ +jets  $b$  sont un bruit de fond important pour d'autres canaux de recherche du Higgs (production associée  $ZH$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$ , ou encore à haute masse  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$ ), divers processus de SUSY (sbottom [65], cascades gluinos - stops [74]), ou des recherches de physique exotique au-delà du modèle standard ( $b'$  [73]).

## 5.2 Les processus $Z + b$

En tant que première étape dans la compréhension des processus de type  $Z + b$ , l'étude présentée dans ce chapitre vise à déterminer la section efficace inclusive de production de jets de hadrons  $B$  dans les événements  $Z/\gamma^*$ , à partir de collisions proton-proton à 7 TeV. L'objectif est de mesurer une section efficace par jet, où les bosons  $Z/\gamma^*$  se désintègrent en paires de leptons (électrons ou muons). Le résultat est moyenné sur les saveurs de leptons. De façon simplifiée, cette section efficace est calculée de la manière suivante :

$$\sigma_b = \frac{N_b}{\mathcal{A} \times \mathcal{L}}, \text{ avec :} \quad (5.1)$$

- $N_b$  le nombre de jets de  $b$  dans les événements  $Z/\gamma^*$ . Ce nombre est déterminé statistiquement à partir d'un ajustement de la masse des jets étiquetés par l'algorithme *SV0* décrit au chapitre précédent ;
- $\mathcal{A}$  l'acceptance, obtenue à partir de simulations Monte Carlo, et définie comme la probabilité pour un jet de  $b$  dans un événement  $Z/\gamma^*$  d'être correctement reconstruit et étiqueté ;
- $\mathcal{L}$  la luminosité intégrée analysée pour cette mesure.

Afin de pouvoir comparer de façon significative les générateurs Monte Carlo utilisés aux données, le rapport à la section efficace de production du boson  $Z$ ,  $\sigma_b/\sigma_Z$ , sera également mesuré. Ce rapport est en effet une mesure du nombre moyen de jets  $b$  produits par événement  $Z$ , ce qui pour les générateurs au niveau LO permet de s'affranchir des  $k$ -facteurs (rapport de sections efficaces NLO ou NNLO sur LO) du  $Z$ .

Des mesures similaires ont été effectuées auprès du collisionneur  $p\bar{p}$  Tevatron à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV par les expériences D0 et CDF : voir [76, 79], et depuis l'achèvement de l'étude présentée dans ce chapitre [77]. Ces mesures au Tevatron montrent un bon accord des prédictions de QCD perturbative au NLO avec les données. Un écart plus important est observé avec les générateurs au LO, bien que les résultats restent compatibles avec les erreurs.

La figure 5.1 montre les diagrammes principaux qui participent à la génération d'au moins un hadron  $B$  en association avec un boson  $Z$ . La production d'un jet  $b$  en association avec un  $Z$  pouvant faire intervenir un quark  $b$  dans l'état initial, tous les diagrammes présentés ne seront pas utilisés de la même façon en fonction du schéma suivi pour traiter ces  $b$ . Ainsi, un calcul basé sur un schéma à nombre de saveurs fixe n'utilisera pas de diagrammes du type (a) et (d) ; en revanche il fera appel aux diagrammes (b) et (e) pour générer à la fois  $Zb\bar{b}$  et  $Zb$ , lorsque l'un des quarks sera émis colinéairement au faisceau.

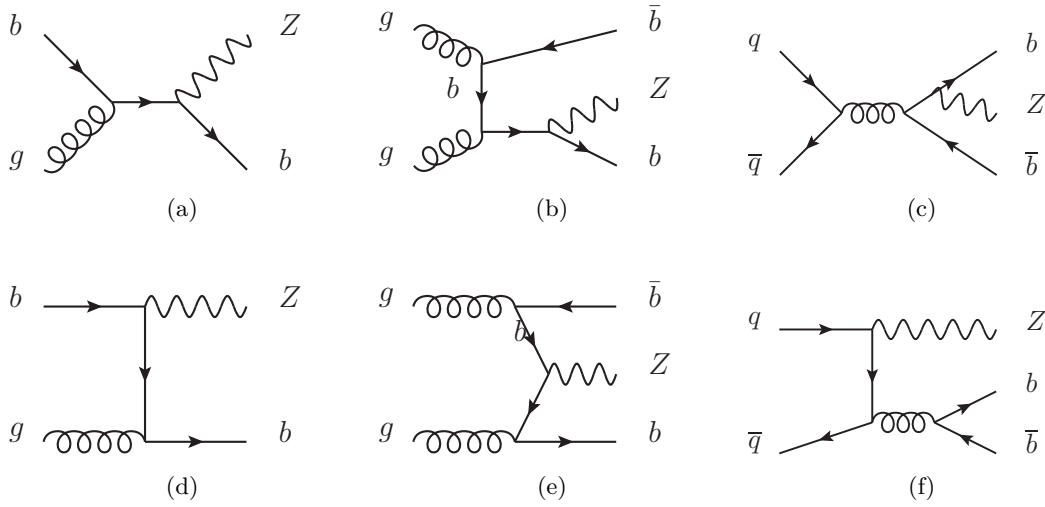


FIGURE 5.1 – Principaux diagrammes pour la production d'un boson  $Z$  et d'un ou plusieurs jets  $b$ .

### 5.3 Données de collision et simulations

#### 5.3.1 La prise de données par ATLAS en 2010

L'année 2010 a vu le véritable démarrage de la prise de données de physique au LHC, avec l'arrivée fin mars des premières collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. Lors de cette première année d'exploitation les performances du LHC ont été constamment améliorées par les ingénieurs, de manière à augmenter la luminosité instantanée disponible pour les expériences. Celle-ci a de fait progressé de plusieurs ordres de grandeurs, comme en témoigne l'évolution quasi exponentielle de la luminosité intégrée délivrée par le LHC, présentée sur la figure 5.2.

Cette figure montre également la proportion de la luminosité qui a effectivement été acquise par ATLAS. La différence est d'environ 6 % : 2 % proviennent du temps nécessaire pour la mise en route des hautes tensions des détecteurs à silicium et des chambres à muons lorsque la condition de faisceaux stables est déclarée par le LHC, et 4 % de divers mauvais fonctionnements d'un ou de plusieurs sous-détecteurs qui ont empêché l'acquisition des données de se dérouler normalement.

ATLAS a ainsi enregistré environ  $45\text{pb}^{-1}$  de données de collision proton-proton en 2010. La luminosité est connue avec une précision de 3,4 % [66] grâce à des scans de Van der Meer tels que décrits au chapitre 2, dont les résultats sont extrapolés aux collisions à haute luminosité par

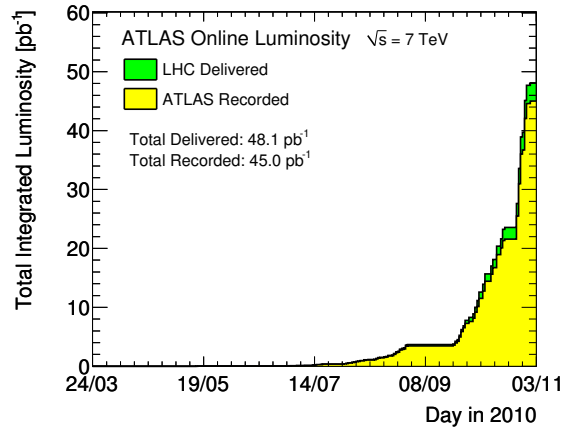


FIGURE 5.2 – Évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC en conditions de faisceaux stables (vert) et acquise par ATLAS (jaune) en fonction du temps, sur l'année 2010.

différents sous-détecteurs (principalement LUCID). L'erreur dominante de cet étalonnage provient de la mesure des courants induits par les faisceaux de protons circulant dans LHC.

Les sous-détecteurs d'ATLAS peuvent être sujets à des problèmes transitoires n'empêchant pas la prise de données. L'efficacité résultante est donnée sur la figure 5.3 : elle est très élevée ( $> 90\%$ ) pour chaque sous-détecteur. Le plus affecté est le calorimètre électromagnétique, dont l'inefficacité provient essentiellement de problèmes liés aux hautes tensions (claquages) ou à des sursauts de bruit.

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors			
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC
99.1	99.9	100	90.7	96.6	97.8	100	99.9	99.8	96.2	99.8
Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2010 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 30 <sup>th</sup> and October 31 <sup>st</sup> (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will partially be recovered in the future.										

FIGURE 5.3 – Efficacité de la prise de données (en %) pour chacun des sous-détecteurs d'ATLAS lors des collisions proton-proton en 2010.

Ces problèmes de fonctionnement des sous-détecteurs doivent être pris en compte par les analyses de physique de manière à n'étudier que des données de bonne qualité. Pour ce faire, les périodes de bon fonctionnement sont étiquetées pour chaque sous-détecteur séparément par les groupes responsables de leur fonctionnement, avec une granularité temporelle de un *lumiblock*, dont la durée en 2010 était de une minute. Pour une analyse de physique, la liste des données qu'elle peut utiliser correspond alors à l'intersection des listes de bons *lumiblocks* pour l'ensemble des sous-détecteurs qui lui sont utiles.

### 5.3.2 Critères de déclenchement et données utilisées

Pour maximiser l'efficacité de déclenchement pour une analyse donnée, il est préférable d'utiliser des coupures au niveau du déclenchement bien plus lâches que celles utilisées dans l'analyse finale. Or une conséquence de l'accroissement rapide de la luminosité, mais aussi de l'amélioration

progressive de la compréhension du détecteur ATLAS, est l'évolution des seuils de déclenchement utilisés dans le courant de l'année. Ainsi sur les premiers mois de 2010 seul le premier niveau de déclenchement était activé dans ATLAS. Le HLT a ensuite été mis en place, et ses seuils en énergie progressivement montés, ainsi que les critères d'identification requis pour les électrons, afin que le taux de déclenchement reste dans les limites imposées par la bande passante du système d'acquisition. L'analyse  $Z + b$  utilise donc plusieurs seuils de déclenchement, pour les différentes périodes de prise de données.

Ainsi dans le canal  $Z \rightarrow ee$ , un seuil de déclenchement électromagnétique à 15 GeV au premier niveau a été requis lorsque le HLT n'était pas encore en fonctionnement. Par la suite, le déclenchement s'est fait sur les électrons reconstruits par le filtre d'événements, d'énergie transverse supérieure à 15 GeV et passant les critères d'identification *medium*.

Dans le canal muons, la première période de données où seul le premier niveau de déclenchement était actif n'a pas été prise en compte. Trois seuils ont été par la suite appliqués au niveau du filtre d'événements : un seuil à 10 GeV, puis un seuil à 13 GeV pour lequel le premier niveau avait détecté un muon (sans coupure sur son impulsion), et enfin un seuil à 13 GeV pour lequel le premier niveau avait détecté un muon d'impulsion transverse d'au moins 10 GeV.

Les listes de données de bonne qualité utilisées pour l'analyse, communes à toutes les analyses basées sur des bosons  $Z$  ou  $W$ , ne sélectionnent que les *lumiblocks* où l'ensemble des sous-détecteurs a fonctionné de manière nominale. La luminosité intégrée ainsi sélectionnée s'élève à  $36,2\text{pb}^{-1}$  dans le canal électron et  $35,5\text{pb}^{-1}$  dans le canal muon. La table 5.1 résume les conditions de déclenchement utilisées, ainsi que les luminosités intégrées dans chaque période.

Période de données	I	II	III	IV
Déclenchement électrons	15 GeV au L1	15 GeV à EF		
Déclenchement muons	–	10 GeV	13 GeV	13 GeV (10 GeV au L1)
Luminosité intégrée ( $\text{pb}^{-1}$ )	0,7	2,9	15,3	17,3

TABLE 5.1 – Seuils de déclenchement utilisés dans les canaux électron et muon, et luminosité intégrée, pour les différentes périodes de prises de données en 2010.

### 5.3.3 Simulations Monte Carlo

Afin de comparer la mesure de  $Z + b$  aux prédictions du modèle standard, des simulations sont utilisées. Des événements de signal et des bruits de fond considérés sont générés par différents programmes Monte Carlo, avant d'être interfacés avec une simulation complète du détecteur ATLAS basée sur GEANT [7, 9]. On obtient ainsi des événements simulés jusque dans les détails des signaux dans les détecteurs, événements qui sont alors pris en charge par les algorithmes de reconstruction standards présentés dans le chapitre précédent, de manière à être directement comparables aux données.

#### Génération du signal.

Pour représenter le signal  $Z + b$ , deux générateurs au LO ont été employés, qui utilisent des éléments de matrice combinés avec un algorithme de gerbe de partons pour représenter les événements à plusieurs jets dans l'état final. Il s'agit des programmes ALPGEN [119] et SHERPA [101], qui prennent tous deux en compte l'interférence entre bosons  $Z$  et  $\gamma^*$ . Ainsi dans toute cette étude le terme  $Z$  doit être compris comme incluant cette interférence  $Z/\gamma^*$ .

Comme mentionné dans le chapitre 1, les deux générateurs diffèrent par la manière de générer des quarks  $b$  dans l'état initial (nombre de saveurs fixe contre nombre de saveurs variable). Ainsi,

s'ils sont tous deux réglés pour utiliser des PDF CTEQ6L [131], SHERPA se sert d'une PDF avec cinq saveurs actives tandis que celle employée par ALPGEN n'en utilise que quatre.

Ils diffèrent également par l'algorithme utilisé pour apparier les calculs d'éléments de matrice et les algorithmes de gerbes de partons (MLM contre CKKW).

Contrairement à SHERPA qui est un programme Monte Carlo complet, ALPGEN est spécialisé dans le calcul des éléments de matrice et leur combinaison avec le résultat de l'évolution des partons. Il est donc interfacé avec HERWIG [83] pour son algorithme de gerbe de partons, ainsi que la fragmentation et l'hadronisation des partons, et avec JIMMY [25] pour la simulation de l'événement sous-jacent. Ainsi, les deux générateurs prennent en compte les phénomènes d'interactions multiples de partons au sein d'une même collision proton-proton, processus qui peuvent éventuellement conduire à la génération d'un événement  $Z + b$  par la superposition de la création d'un boson  $Z$  dans une interaction, et d'une paire  $b\bar{b}$  dans une autre.

Les programmes ALPGEN et SHERPA sont utilisés pour générer à la fois le signal  $Z + b$ , où le boson se désintègre en paires d'électrons ou de muons, mais aussi les bruits de fond provenant des désintégrations des  $Z$  en paires de  $\tau$ , et surtout les bruits de fond de type  $Z$ +jets, où les jets ont pour origine des gluons, des quarks légers, ou des quarks  $c$ , et sont incorrectement étiquetés comme jets de  $b$  lors de la reconstruction. Les événements SHERPA disponibles pour cette analyse sont des échantillons  $Z$  inclusifs, de 300 000 événements par canal de désintégration, où jusqu'à trois partons dans l'état initial sont générés par le calcul d'éléments de matrice. Parmi ces événements, ceux dans lesquels l'élément de matrice met en jeu un quark  $c$  ou  $b$  dans l'état initial ou final ont leur taux de production artificiellement augmenté d'un facteur 10. Les événements sont donc repondérés lors de l'analyse pour correspondre aux sections efficaces réelles de production.

La production d'ALPGEN est quant à elle segmentée en fonction du type d'élément de matrice considéré. À un échantillon SHERPA correspondent ainsi six échantillons ALPGEN  $Z + N$ partons,  $N \in [0, 5]$ , et quatre échantillons  $Zb\bar{b} + N$ partons,  $N \in [0, 3]$ , chacun généré avec une luminosité équivalente différente. Les partons générés par l'élément de matrice sont soit des gluons, soit des quarks légers ( $c$  inclus).

Grâce à la procédure de combinaison MLM, les échantillons du type  $Zb\bar{b} + N$ partons sont exclusifs entre eux, et de même pour les échantillons  $Z + N$ partons. En revanche dans le cas des quarks  $b$ , la procédure MLM ne peut pas s'appliquer directement. La raison de ce comportement particulier est que du fait de l'utilisation du schéma de calcul à nombre de saveurs fixe, les quarks  $b$  doivent être générés sans aucune coupure de rapidité ni d'impulsion transverse, et l'algorithme MLM qui s'appuie sur des jets apparés aux partons initiaux ne peut plus s'appliquer. En l'absence de procédure de combinaison spécifique pour les quarks  $b$ , il y a donc un recouvrement partiel entre les lots de type  $Z + N$ partons et  $Zb\bar{b} + N$ partons. Une paire  $b\bar{b}$  peut en effet être générée dans un événement de type  $Z + N$ partons par un processus  $g \rightarrow b\bar{b}$  dans la gerbe de partons. Pour supprimer le double comptage qui en découle, les événements possédant deux quarks  $b$  avec  $\Delta R < 0,4$  (respectivement  $\Delta R > 0,4$ ) sont écartés des échantillons  $Zb\bar{b} + N$ partons (respectivement  $Z + N$ partons).

La statistique totale disponible pour SHERPA étant inférieure à celle disponible avec ALPGEN, c'est ce dernier qui sera utilisé pour les corrections d'acceptances dans la mesure de la section efficace.

La mesure de section efficace de  $Z + b$  sera comparée à une prédiction au NLO obtenue avec le programme MCFM [28–30]. Ce générateur, qui utilise des PDF CTEQ6.6 [123], implémente comme indiqué au chapitre 1 la prescription SACOT pour effectuer les calculs impliquant des quarks  $b$  dans l'état initial. Il détermine des sections efficaces au niveau partonique sans effectuer d'hadronisation, et n'implémente pas non plus les interactions multiples de partons, ni la modélisation des événements sous-jacents. Aussi des facteurs correctifs, dérivés à partir de générateurs LO, lui seront appliqués pour comparer ses calculs à la mesure.

### Génération des bruits de fond.

La première source de bruits de fond considérée dans l'analyse vient de ce que les algorithmes d'étiquetage des hadrons  $B$  ont une réjection imparfaite : cette source est constituée d'événements avec un boson  $Z$  et des jets additionnels, comme le signal, mais où les jets sont initiés par des quarks  $c$ , des gluons ou des quarks légers, et incorrectement étiquetés comme jets de  $b$ . Il s'agit des fonds dénommés  $Z + c$  et  $Z + \text{jets}$  dans le paragraphe précédent, et qui sont générés de manière cohérente avec le signal par les mêmes générateurs.

Les désintégrations en leptons  $\tau$  des bosons  $Z$  associés à des jets  $b$  peuvent constituer un bruit de fond à l'analyse lorsque les  $\tau$  se désintègrent en leptons (électrons ou muons). Comme une partie de l'énergie des  $\tau$  est dans ce cas emportée par des neutrinos, la masse invariante de la paire de leptons dans l'état final est alors bien inférieure à la masse du boson  $Z$ . Aussi ce bruit de fond aura-t-il une contribution négligeable. Il est simulé par les mêmes générateurs que le signal.

Les événements  $t\bar{t}$ , dans le canal dileptonique, peuvent présenter la même signature que le signal : deux leptons de haute impulsion, accompagnés de jets  $b$ . En revanche ce bruit de fond est non résonant (la masse invariante des deux leptons ne présente pas de pic à la masse du  $Z$ ), et va donc être significativement réduit par l'application de coupures autour de la masse du boson  $Z$  sur la masse invariante des paires de leptons. Les événements  $t\bar{t}$  sont générés avec MC@NLO [95, 96].

Les événements avec un top célibataire (*single top*) peuvent également présenter une topologie similaire au signal, lorsque le quark top est accompagné soit d'un boson  $W$  qui se désintègre dans un canal leptonique, soit d'un quark  $b$  qui se désintègre de manière semi-leptonique. Ils sont également générés avec MC@NLO.

La production de dibosons  $WZ$  ou  $ZZ$  peut présenter le même état final que le signal. Il a été choisi de les considérer comme bruits de fond dans la mesure où le processus étudié ici est la production de jets de  $b$  associés par interaction forte. Les événements dibosons (incluant également  $WW$ ) ont été simulés par ALPGEN.

Les processus  $W + \text{jets}$  sont également à considérer comme bruit de fond, par exemple dans le cas d'un événement  $Wb\bar{b}$  où l'un des quarks  $b$  se désintègre dans un canal semi-leptonique. Ils sont générés par PYTHIA [138, 139].

La table A.1 située en appendice recense ainsi l'ensemble des échantillons de simulations utilisés dans l'analyse.

Enfin, des événements multijets peuvent également être confondus avec le signal, lorsque deux jets sont incorrectement reconstruits comme deux électrons ou plus rarement comme deux muons, et qu'un jet  $b$  supplémentaire est présent. Les jets pouvant être reconstruits comme des électrons sont soit des jets légers dont le dépôt d'énergie s'est effectué essentiellement dans le calorimètre électromagnétique, soit des jets de saveurs lourdes subissant une désintégration semi-leptonique. Les événements multijets produisant des muons dans l'état final comprennent principalement des jets de saveurs lourdes, mais aussi des désintégrations en vol de mésons, par exemple des kaons chargés. Le bruit de fond multijets n'est pas simulé avec une statistique suffisante pour qu'il soit pertinent de l'intégrer aux comparaisons entre données et Monte Carlo. Sa contribution au fond total sera estimée directement à partir des données.

### Normalisation des échantillons.

Les échantillons Monte Carlo ne sont pas normalisés aux sections efficaces calculées par leurs générateurs respectifs, mais à celles (d'ordre supérieur) estimées par les calculs disponibles les plus récents. Seule la production de *single top* est normalisée à la section efficace estimée par MC@NLO.

La table 5.2 indique ainsi pour chaque lot la section efficace utilisée pour la normalisation. Pour les processus générés avec ALPGEN, où chaque lot est constitué de plusieurs échantillons, la section efficace calculée par le générateur est utilisée pour normaliser les échantillons entre eux. La somme de ces échantillons est ensuite normalisée au calcul NNLO de la production inclusive de bosons  $Z$ .

Processus	Générateur	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	Ordre
$Z \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$ ( $m_{\ell\ell} > 40$ GeV)	ALPGEN 2.13	1 036	NNLO [11]
$Z \rightarrow \ell\ell + b\bar{b} + \text{jets}$ ( $m_{\ell\ell} > 40$ GeV)	ALPGEN 2.13	12,4	NNLO [11]
$Z \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$ ( $m_{\ell\ell} > 60$ GeV)	SHERPA 1.1.3	990	NNLO [11]
$t\bar{t}$ , désintégration semi-lep. ou dilep.	MC@NLO 3.1.3.1	89,4	NNLO appr. [121]
<i>single top</i>	MC@NLO 3.1.3.1	37,3	NLO [95, 96]
$WW$ , désintégration dileptonique	ALPGEN 2.13	4,4	NLO [31]
$WZ$ , $Z \rightarrow \ell\ell$	ALPGEN 2.13	1,7	NLO [31]
$ZZ$ , au moins un $Z \rightarrow \ell\ell$	ALPGEN 2.13	1,0	NLO [31]
$W \rightarrow \ell\nu$	PYTHIA 6.421	8 938	NNLO [11]

TABLE 5.2 – Échantillons simulés utilisés dans l’analyse, et sections efficaces auxquelles ils sont normalisés.

## 5.4 Reconstruction et sélection des événements

La topologie des événements  $Z + b$ , assez simple, détermine les sélections employées pour reconstruire ce type d’événements. Il s’agit d’abord de reconstruire un boson  $Z/\gamma^*$  se désintégrant en une paire d’électrons ou de muons, puis de rechercher des jets qui passent un critère d’étiquetage des  $b$ . Afin de rendre plus efficace le travail de compréhension du détecteur avec les données de 2010, une grande partie des sélections utilisées sont communes à toutes les analyses basées sur des bosons  $W$  ou  $Z$ . Même lorsque ce n’est pas mentionné explicitement par la suite, les corrections des simulations mentionnées au chapitre 4 sont appliquées sur les événements Monte Carlo.

### 5.4.1 Sélection des leptons

#### Électrons.

Les électrons sont reconstruits par l’algorithme standard décrit au chapitre précédent. Ils doivent avoir une énergie transverse  $E_T > 20$  GeV pour assurer une bonne efficacité de déclenchement. Afin d’obtenir la meilleure résolution possible, leur dépôt calorimétrique doit être entièrement contenu dans les régions de précision du calorimètre, ce qui se traduit par la coupure fiducielle  $|\eta_{\text{amas}}| < 2,47$  (région également couverte par les trajectographes) et l’exclusion de la région de recouvrement entre le tonneau et les bouchons  $1,37 < |\eta_{\text{amas}}| < 1,52$ .

Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, et rejeter en particulier les événements multijets, les électrons doivent passer les critères d’identification *medium* tels que définis au chapitre 4.

#### Muons.

Les muons considérés dans l’analyse  $Z + b$  sont les muons *combinés* d’impulsion transverse  $p_T > 20$  GeV dans l’acceptance  $|\eta| < 2,4$ .

Des critères de qualité sont appliqués sur la trace dans le détecteur interne, sous la forme de nombres minimaux de coups dans chaque sous-détecteur, en tenant compte des zones défectueuses. Afin de rejeter les muons cosmiques, des critères lâches de compatibilité avec le vertex primaire de l’événement sont imposés, dans la direction du faisceau ( $\Delta z(\text{trace} - \text{vertex}) < 10$  mm) et dans le plan transverse, sur la signification du paramètre d’impact ( $d_0/\sigma_{d_0} < 10$ ).

Enfin, il est requis pour améliorer la pureté du signal et réduire en particulier le bruit de fond multijets, que les muons soient isolés :  $\sum p_{T,\text{ID}}/p_T < 0,1$ , où  $\sum p_{T,\text{ID}}$  est la somme des impulsions transverses des traces (autres que celle du muon) reconstruites dans le détecteur interne dans un cône  $\Delta R = 0,2$  autour du muon.

### 5.4.2 Sélection des événements $Z$

Il est d'abord demandé que les événements aient un vertex primaire reconstruit à partir d'au moins trois traces. Comme mentionné au chapitre 4, la distribution du nombre de vertex ainsi reconstruits est prise comme mesure du niveau d'empilement dans l'événement, et est utilisée pour pondérer les distributions des Monte Carlo.

Les événements sont ensuite sélectionnés s'ils possèdent une paire de leptons de même saveur, de charge opposée, de masse invariante comprise entre 76 et 106 GeV. Dans le cas où plusieurs paires passent ces coupures, celle faisant intervenir les leptons de plus haute impulsion est privilégiée. Le choix de la fenêtre en masse  $76 < M < 106$  GeV est un compromis entre une haute efficacité de reconstruction et une bonne réjection des fonds  $t\bar{t}$  et multijets.

### 5.4.3 Sélection des jets

Cette analyse utilise des jets reconstruits par l'algorithme anti- $k_T$  avec un paramètre  $R = 0,4$ , et étalonnés comme décrit à la section 4.3. L'échelle d'énergie des jets et l'efficacité de l'étiquetage des jets  $b$  n'ont été mesurées que pour des jets d'impulsion supérieure à  $p_T > 25$  GeV, aussi cette coupure est-elle appliquée dans l'analyse. Enfin, afin de se placer dans la région où l'efficacité de l'étiquetage est maximale, une coupure en rapidité  $|y| < 2,1$  est appliquée.

Comme décrit au chapitre 4, des coupures d'épuration sont appliquées pour rejeter les jets provenant de bruits de fond non collisionnels. De même, une très faible fraction (de l'ordre du pour-mille) de jets dont l'énergie est mal reconstruite à la suite de défaillances transitoires des détecteurs est rejetée dans les données de collisions. Les simulations ne prennent pas cet effet en compte. Des jets d'énergie négative, reconstruits par erreur dans les données comme dans les simulations suite à des problèmes lors de leur étalonnage, sont également rejetés.

Afin de mesurer correctement leurs énergies, une séparation minimale de  $\Delta R = 0,5$  est appliquée entre les jets et les leptons formant le  $Z$  reconstruit : tout jet ne respectant pas cette coupure est ignoré.

Enfin, les jets sont étiquetés en utilisant l'algorithme *SV0* décrit au chapitre précédent, avec une coupure sur la signification de la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire à  $L/\sigma(L) = 5,85$ . Cette valeur, seule étalonnée avec les données 2010, correspond à une efficacité de 50 % sur les jets  $b$  dans les simulations  $t\bar{t}$ , pour un facteur de réjection des jets légers de 270.

### 5.4.4 Résultats de la sélection des événements

L'application des coupures décrites ci-dessus conduit à la sélection de 67 jets étiquetés  $b$  répartis dans 64 événements dans le canal électron, et 71 jets étiquetés  $b$  répartis dans 67 événements dans le canal muon. La table 5.3 donne le détail des nombres d'événements sélectionnés dans les étapes finales de la sélection.

Les figures 5.4 à 5.8 présentent des comparaisons entre données et simulations dans les canaux électron et muon séparément, dans les dernières étapes de la sélection, jusqu'à l'application de la coupure d'étiquetage des  $b$ . Dans toutes ces distributions, les simulations, normalisées à la luminosité, sont en bon accord avec les données. Les figures présentées ici ont été réalisées en utilisant SHERPA pour générer le signal ; un accord entre données et simulations similaire est observé avec les échantillons ALPGEN.

La figure 5.4 présente la distribution de masse invariante des paires de leptons, avant application de la coupure sur cette masse invariante, et avant toute sélection sur les jets. Un léger excès d'événements dans les données est observé à basse masse dans le canal électron (il en sera de même pour la figure 5.6) : il est dû à l'absence du bruit de fond multijets dans les simulations. Ce fond sera estimé directement à partir des données.

La figure 5.5 présente la distribution inclusive du nombre de jets dans les événements où un boson  $Z$  est reconstruit. La simulation présente un léger déficit d'événements dans la dernière



Canal Électron		Canal Muon	
Critère	Événements	Critère	Événements
2 électrons sélectionnés	10558	2 muons sélectionnés	13691
Fenêtre en masse du $Z$	9230	Fenêtre en masse du $Z$	12222
$\geq 1$ jet	1597	$\geq 1$ jet	1987
$\geq 1$ jet étiqueté	64	$\geq 1$ jet étiqueté	67
= 1 jet étiqueté	62	= 1 jet étiqueté	63
= 2 jet étiqueté	1	= 2 jet étiqueté	4
= 3 jet étiqueté	1	= 3 jet étiqueté	0

TABLE 5.3 – Nombre d'événements sélectionnés dans chaque canal et pour chaque étape de la sélection de l'analyse.

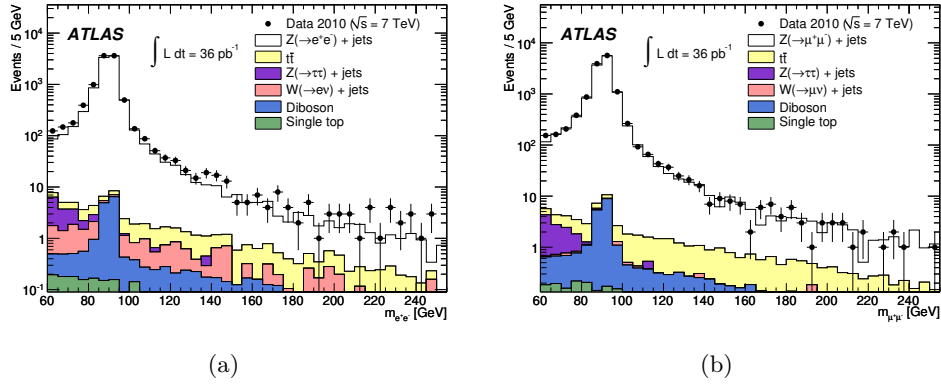


FIGURE 5.4 – Distribution de la masse invariante des paires de leptons dans les canaux électron (a) et muon (b), avant toute sélection de jets.

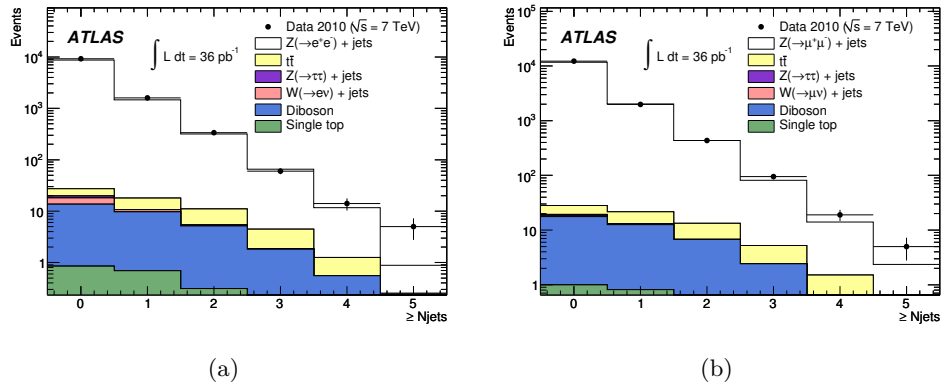


FIGURE 5.5 – Distribution inclusive de la multiplicité des jets sélectionnés avant toute sélection d'étiquetage, dans les canaux électron (a) et muon (b).

catégorie ( $N \geq 5$ ). Celui-ci est imputable au fait que SHERPA est configuré pour générer jusqu'à trois partons dans l'état final par calcul d'éléments de matrice. Un événement à cinq jets doit ainsi en avoir au moins deux générés par la gerbe de partons ; or ce type d'algorithme, s'il décrit bien les émissions colinéaires de faible impulsion, décrit mal les rayonnements à grand angle et de grande impulsion, et a donc tendance à ne pas générer assez de jets. Ce déficit pour les événements à grand nombre de jets disparaît lorsqu'on utilise les échantillons ALPGEN, qui génère jusqu'à cinq partons dans l'état final.

La figure 5.6 représente la distribution de masse invariante des paires de leptons dans les événements ayant au moins un jet sélectionné. La figure 5.7 montre le spectre en impulsion transverse des jets dans les événements où un boson  $Z$  est reconstruit : la simulation le reproduit avec une bonne précision sur tout l'intervalle considéré.

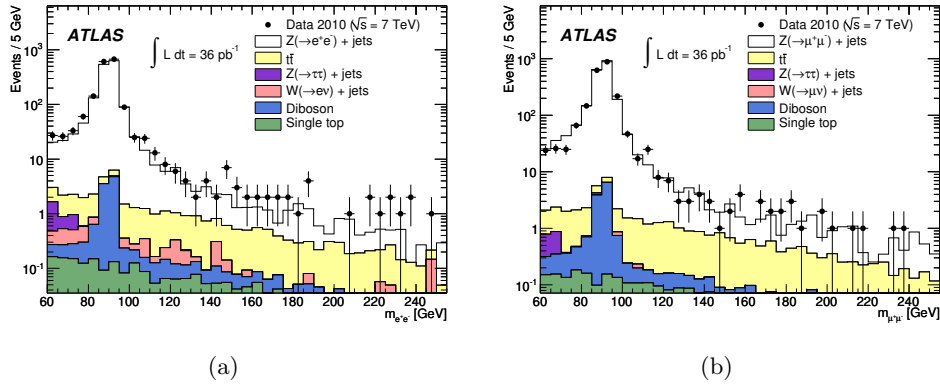


FIGURE 5.6 – Distribution de la masse invariante des paires de leptons dans les canaux électron (a) et muon (b), dans les événements ayant au moins un jet sélectionné.

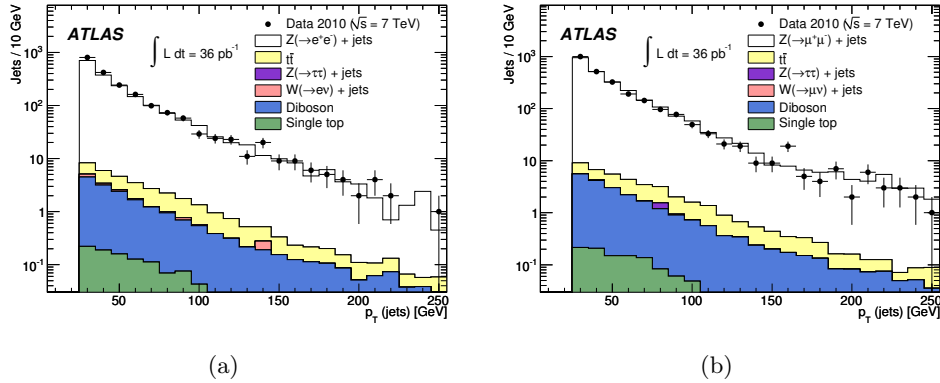


FIGURE 5.7 – Spectre en  $p_T$  des jets sélectionnés, avant coupure d'étiquetage des  $b$ , dans les canaux électron (a) et muon (b).

La figure 5.8 représente la signification de la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire, qui est la valeur calculée par l'algorithme *SV0* sur laquelle la coupure d'étiquetage est effectuée. Une valeur nulle signifie que l'algorithme n'a pas réussi à reconstruire de vertex secondaire. La signification est négative lorsque la direction du jet est de sens opposé au vecteur reliant le vertex primaire au vertex secondaire.

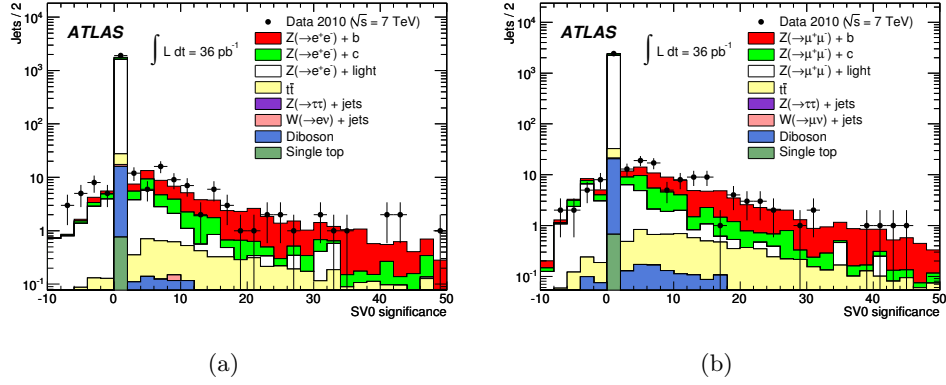


FIGURE 5.8 – Distribution de la signification de la distance du vertex secondaire déterminée par l'algorithme *SV0* pour les jets sélectionnés, dans les canaux électron (a) et muon (b). La signification est nulle lorsque l'algorithme n'a pas réussi à reconstruire un vertex secondaire à partir des traces associées au jet considéré. Elle est négative lorsque la direction du jet est de sens opposé au vecteur reliant le vertex primaire au vertex secondaire. Un jet est étiqueté *b* lorsque sa signification est supérieure à 5,85.

Les figures 5.9 à 5.12 représentent des comparaisons entre données et simulations une fois la coupure d'étiquetage des *b* appliquée. L'accord observé est raisonnable, dans la limite des incertitudes statistiques élevées, liées à la présence d'environ 70 jets dans chaque canal. La figure 5.9 présente ainsi la distribution inclusive du nombre de jets étiquetés dans les événements où un boson *Z* est reconstruit. La masse invariante des paires de leptons dans les événements où au moins un jet est étiqueté est présentée sur la figure 5.10. Le spectre en  $p_T$  des jets étiquetés, montré figure 5.11, est plus dur que celui des jets inclusifs. Enfin, la figure 5.12 présente la distribution de la masse invariante des traces associées aux vertex secondaires reconstruits, distribution qui sera utilisée pour la détermination statistique du nombre de jets *b* dans les données. Du fait de la masse plus importante des hadrons *B*, la valeur moyenne de la distribution est plus élevée pour les jets *b* que pour les jets *c* et les jets légers.

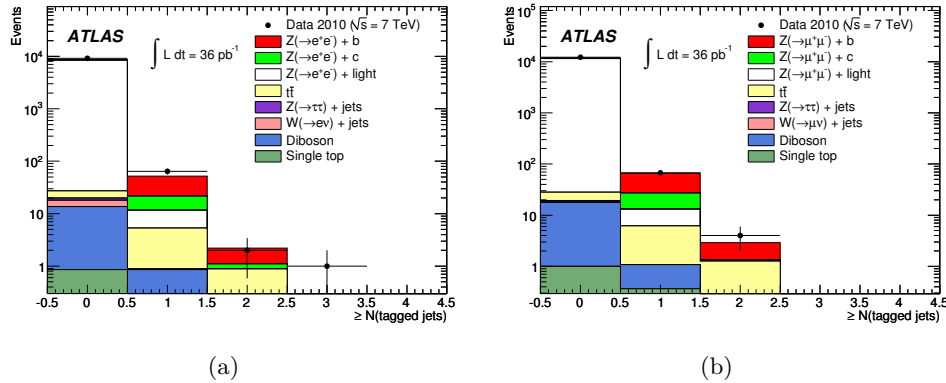


FIGURE 5.9 – Distribution inclusive de la multiplicité des jets étiquetés *b*, dans les canaux électron (a) et muon (b).

Enfin la composition des échantillons de jets étiquetés *b* dans le Monte Carlo est présentée dans la table 5.4. L'utilisation d'ALPGEN conduit à un petit déficit d'événements par rapport

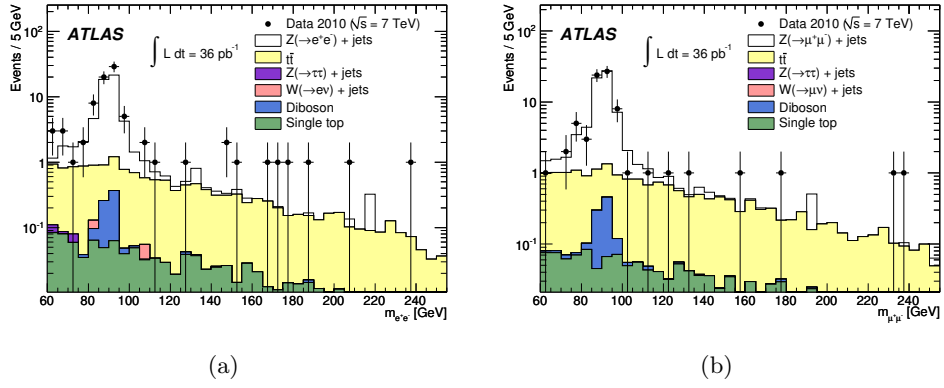


FIGURE 5.10 – Distribution de la masse invariante des paires de leptons dans les canaux électron (a) et muon (b), dans les événements ayant au moins un jet étiqueté  $b$ .

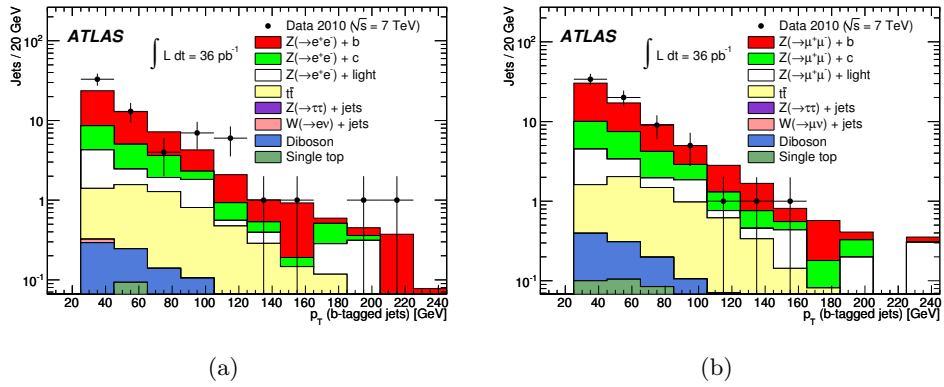


FIGURE 5.11 – Spectre en  $p_T$  des jets étiquetés  $b$ , dans les canaux électron (a) et muon (b).

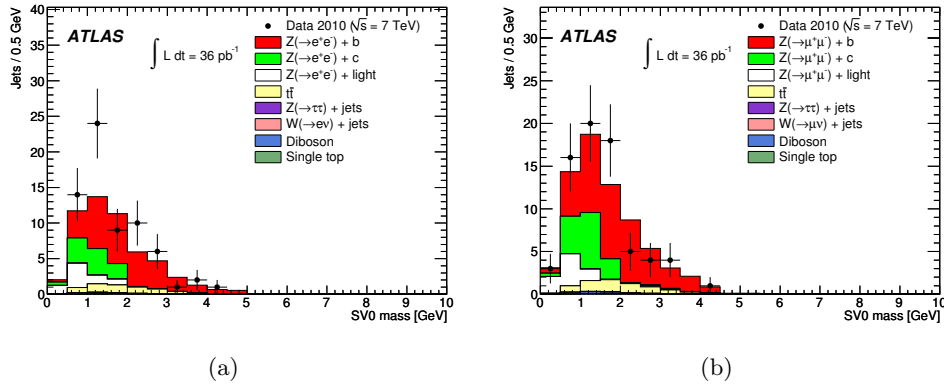


FIGURE 5.12 – Masse invariante des traces associées au vertex secondaire des jets étiquetés  $b$ , dans les canaux électron (a) et muon (b).

aux données. Les prédictions de SHERPA, qui ne diffèrent essentiellement que par le nombre de jets de saveur  $b$  prédits, sont plus proches des nombres observés. Les fonds dominants à  $Z + b$  sont les événements de type  $Z + c$  et  $Z + l$  ( $l$  ou *light* désigne tout jet léger), où les jets ont été incorrectement étiquetés  $b$ .  $t\bar{t}$  joue également un rôle important, d'autant plus que les jets étiquetés  $y$  sont de vrais jets  $b$ . Enfin les événements *single top*, dibosons, et  $Z \rightarrow \tau\tau$  contribuent chacun pour une fraction d'événement.

Processus		Canal Électron	Canal Muon
ALPGEN	$Z + b$	18,7	24,4
	$Z + c$	11,0	14,9
	$Z + l$	6,8	9,2
	$Z \rightarrow \tau\tau$	0,1	0,1
SHERPA	$Z + b$	31,5	40,6
	$Z + c$	9,9	14,1
	$Z + l$	6,8	7,3
	$Z \rightarrow \tau\tau$	0,0	0,0
	$t\bar{t}$	5,2	6,3
	<i>single top</i>	0,3	0,4
	$ZZ$	0,4	0,5
	$WZ$	0,2	0,2
Total MC	ALPGEN	42,7	56,0
	SHERPA	54,3	69,4
Données 2010		67	71

TABLE 5.4 – Composition dans les Monte Carlo de l'échantillon de jets étiquetés  $b$  dans les événements où un boson  $Z$  est reconstruit.  $Z + x$  doit être compris comme désignant les jets de saveur  $x$  dans les événements  $Z$  ( $l$  désigne un jet léger  $u$ ,  $d$ ,  $s$  ou  $g$ ).

## 5.5 Estimation des bruits de fonds et extraction du signal

### 5.5.1 Description générale de la procédure

Après application des coupures de sélection de l'analyse, l'échantillon de jets étiquetés comprend de véritables jets  $b$ , mais également des jets provenant de quarks  $c$  et des jets légers, qui ont été incorrectement étiquetés. L'étape suivante consiste alors à extraire dans cet échantillon le nombre de jets de signal ( $Z + b$ ), qui en constitue pour l'ensemble des deux canaux électron et muon de 44 à 58 % (pour ALPGEN et SHERPA respectivement) d'après les résultats des simulations Monte Carlo de la table 5.4.

Cette opération est réalisée par un ajustement statistique d'une distribution liée à l'étiquetage des jets. La distribution choisie est celle de la masse invariante des traces associées au vertex secondaire reconstruit par l'algorithme *SV0*, appelée « masse *SV0* » dans la suite.

En dehors des processus  $Z + c$  et  $Z + l$ , les fonds sous-dominants (et en particulier  $t\bar{t}$ ) présentent majoritairement de véritables jets  $b$ . Leur distribution de masse *SV0* est donc essentiellement indistinguable de celle du signal pour réaliser l'extraction statistique de ce dernier (voir la figure 5.12). Leur contribution doit donc être estimée par d'autres méthodes.

Les fonds  $t\bar{t}$ , dibosons, *single top* et  $Z$  en  $\tau\tau$  sont directement estimés dans les simulations. Le bruit de fond multijet en revanche est déterminé à partir des données, avec pour chaque canal une méthode adaptée.

### 5.5.2 Détermination du fond multijets

#### Canal électron.

Le nombre d'événements de type multijets passant l'ensemble des sélections dans le canal électron est estimé à partir des données. La méthode employée repose sur l'hypothèse que la distribution de masse invariante des paires d'électrons du fond multijets (ceux-ci étant soit des électrons provenant de désintégrations semi-leptoniques de quarks lourds, soit des hadrons incorrectement reconstruits comme électrons) peut être correctement approchée par une exponentielle, dont la pente ne varie pas lorsque les critères d'identification des électrons sont modifiés. Cette hypothèse sera vérifiée en réalisant l'estimation du fond à partir de deux jeux de coupures relâchées différentes.

L'estimation de la contribution de ce fond se déroule ainsi en deux étapes. Tout d'abord, dans une sélection d'événements utilisant des critères d'identification des électrons relâchés, on réalise un maximum de vraisemblance sur la distribution de masse invariante des paires d'électrons dans l'intervalle 60–120 GeV. La contribution du fond multijets y est modélisée par une exponentielle, dont la pente et la normalisation sont laissées libres. Les distributions du signal et des autres fonds provenant des simulations sont normalisées à la luminosité puis additionnées. La normalisation totale est cependant laissée comme paramètre libre de l'ajustement.

Cette procédure a été réalisée pour deux jeux de coupures relâchées différentes :

**Reconstruit+*medium*** : tous les critères d'identification sont abandonnés pour l'un des électrons (tout objet reconstruit comme électron est pris en considération), tandis que l'autre doit passer la coupure *medium* utilisée dans la sélection standard.

**Loose+loose, veto sur *medium* (LLnoM)** : dans cette sélection, les critères d'identification sont inversés plutôt que relâchés. Les événements ne doivent pas contenir un seul électron *medium*, en revanche la paire d'électrons (de signes opposés) considérée comme candidate  $Z/\gamma^*$  doit passer le critère *loose*. La sélection de ce type d'événements dans les données requiert l'utilisation d'une ligne de déclenchement différente de celle de la sélection standard. Un seuil de déclenchement à deux électrons *loose* de plus de 10 GeV est employé.

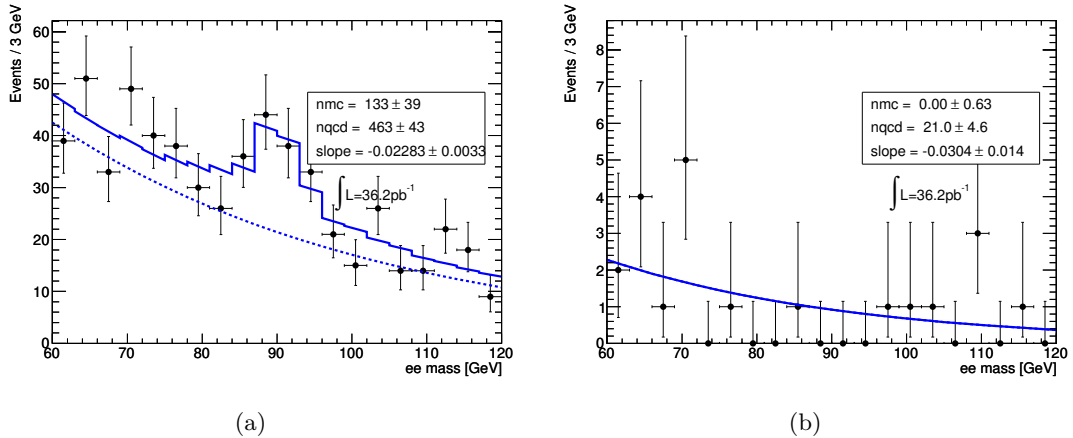


FIGURE 5.13 – Ajustement sur les données (points) de la contribution du bruit de fond multijets dans les sélections relâchées, reconstruit+*medium* (a) et LLnoM (b). Les contributions après ajustement du fond multijets (pointillés) et de la somme du signal et de tous les fonds (traits pleins) sont indiquées. Les paramètres de l'ajustement, à savoir les nombres d'événements de signal et de fond (nmc et nqcd) dans la fenêtre 60–120 GeV et la pente de l'exponentielle, sont également affichées.

Les résultats de l'ajustement pour les deux sélections sont présentés sur la figure 5.13, et montrent des propriétés différentes :

- dans la sélection *reconstruit+medium*, environ 80 % des événements sont du bruit de fond multijets. Le nombre d'événements ajusté pour le signal et les autres fonds, estimé à 94 dans la fenêtre en masse du  $Z$  (76–106 GeV), est en bon accord avec la prédiction des Monte Carlo, qui est de 109. La pente de l'exponentielle est ajustée à  $-0,023 \pm 0,003$  ;
- l'application de la sélection LLnoM crée un échantillon pur d'événements multijets, puisque le nombre d'événements des autres processus est ajusté à 0,0, pour une estimation de 0,2 dans les simulations. Cependant, en raison de la statistique limitée de cet échantillon, l'estimation de la pente de l'exponentielle a une erreur plus grande,  $-0,030 \pm 0,014$ .

Les valeurs de la pente ajustées dans les deux sélections sont tout à fait compatibles entre elles, ce qui valide l'hypothèse que la même pente peut être utilisée avec les coupures d'identification standard.

Ainsi, la masse invariante diélectron avec les coupures d'identification standard (deux électrons *medium*) est ensuite ajustée par la même méthode, à la différence près que la pente de l'exponentielle est maintenant fixée à la valeur obtenue dans l'ajustement de la sélection *reconstruit+medium*. Cela signifie que l'ajustement n'a plus que deux paramètres libres, la normalisation de la somme des contributions des processus décrits par Monte Carlo, et la normalisation de l'exponentielle représentant le fond multijets.

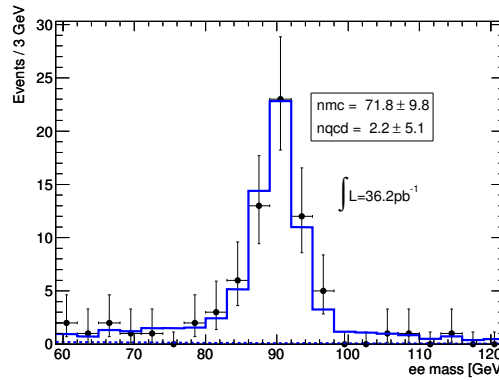


FIGURE 5.14 – Estimation de la contribution du fond multijets à la sélection complète. La pente de l'exponentielle est fixée à la valeur obtenue dans l'ajustement de la sélection *reconstruit+medium*. Les contributions après ajustement du fond multijets (pointillés) et de la somme du signal et de tous les fonds (traits pleins) sont indiquées. Les paramètres de l'ajustement, à savoir les nombres d'événements dans la fenêtre 60–120 GeV, sont également affichés.

Le résultat de ce second ajustement est représenté sur la figure 5.14, où les normalisations des contributions sur l'intervalle 60–120 GeV sont également affichées :  $2,2 \pm 5,1$  événements multijets. L'estimation du nombre d'événements multijets dans la fenêtre en masse du  $Z$  (76–106 GeV) est enfin calculée à partir de cette normalisation, et vaut  $1,0 \pm 2,2$ . Cette grande incertitude sur la quantité de bruit de fond multijets est une raison du choix de la coupure sur la fenêtre en masse du  $Z$  à  $\pm 15$  GeV.

Enfin, les incertitudes systématiques provenant du choix de la taille des intervalles ou de la prise en compte de l'incertitude sur la pente de l'exponentielle ont été étudiées. Leurs effets sont négligeables au regard de la grande incertitude statistique de l'ajustement, et ne changent pas le résultat final.

### Canal muon.

Le bruit de fond multijets dans le canal muon dans la sélection inclusive du  $Z$  étant bien plus faible que celui sous  $Z \rightarrow ee$ , il est attendu que ce soit également le cas avec  $Z + b$ . Ceci signifie que la statistique disponible pour estimer ce fond à partir des données est elle aussi plus réduite. En conséquence, et dans la mesure où une grande partie du bruit de fond en muons provient de désintégrations semi-leptoniques de quarks lourds, une méthode basée en partie sur les données et en partie sur des simulations d'événements multijets (comprenant des saveurs lourdes) par PYTHIA est utilisée.

La procédure consiste à tirer parti du fait que les muons du fond multijets sont majoritairement mal isolés, dans la mesure où ils sont le plus souvent dans un jet. On comptabilise ainsi le nombre d'événements dimuons avec une coupure d'isolation inversée ( $\sum p_{T,ID}/p_T > 0,1$ ). On fait alors l'hypothèse que le rapport des nombres d'événements dans la région de signal et dans cette région où les muons ne sont pas isolés, est le même dans les données et la simulation.

En pratique, la simulation multijets PYTHIA ne comporte aucun événement dans la région de signal. Aussi une limite à 68 % de niveau de confiance selon une loi de Poisson est utilisée.

Après propagation des erreurs, le nombre d'événements de bruit de fond multijets dans le canal muon est ainsi estimé à  $< 0,9$  à 68 % de niveau de confiance.

### 5.5.3 Choix d'une procédure d'extraction du signal

#### Principe de l'extraction.

Le principe de l'extraction statistique du signal consiste à ajuster la distribution de masse  $SV0$  dans les données par une somme de patrons (*templates*) représentant les jets  $b$  du signal, et les différents fonds. L'ajustement est réalisé par une méthode de maximum de vraisemblance, qui détermine la normalisation des différentes composantes.

La distribution de masse  $SV0$  apporte une discrimination supplémentaire après la coupure sur la signification de la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire : du fait de la plus grande masse des hadrons  $B$ , les jets  $b$  ont en général une masse  $SV0$  plus grande que les jets  $c$  ou les jets légers. Cette propriété est visible sur les distributions des Monte Carlo sur la figure 5.12.

Plus précisément, la fonction de vraisemblance est créée à partir des ingrédients suivants :

- les patrons pour les jets  $b$ ,  $c$  et  $l$  dans les événements  $Z$  sont obtenus dans les simulations ALPGEN ou SHERPA. Leurs normalisations sont laissées libres dans l'ajustement ;
- les patrons pour les bruits de fond  $t\bar{t}$ , dibosons, *single top* et  $Z$  en  $\tau\tau$ , qui sont des fonds avec des jets  $b$ , et dont les patrons sont donc indiscernables de celui du signal, sont obtenus dans les simulations. Leur normalisation est fixée à la valeur prédite par le Monte Carlo pour la luminosité considérée ;
- un patron pour le bruit de fond multijets dans le canal électron est obtenu à partir de la sélection LLnoM dans les données. Il a en effet été montré à la section 5.5.2 que cette sélection contient un échantillon très pur d'événements multijets. La normalisation du patron ainsi obtenu est fixée à la valeur déterminée à partir des données.

L'utilisation de patrons provenant des simulations impose de réaliser un ajustement d'histogrammes. Compte tenu du petit nombre d'événements présents dans les données pour certains intervalles, les distributions de probabilité employées dans la création de la fonction de vraisemblance suivent des lois de Poisson. La forme générale de la fonction de vraisemblance est donc :

$$-\ln L = \sum_i (\text{mc}(i) - d(i) \ln(\text{mc}(i))) , \quad (5.2)$$

avec

$$\text{mc}(i) = N_b b(i) + N_c c(i) + N_l l(i) + N_{bkg} \text{bkg}(i) \quad (5.3)$$

où :



- $d$  est la distribution des données ;
- $N_b$ ,  $N_c$  et  $N_l$  sont les nombres de jets  $b$ ,  $c$  et  $l$  produits en association avec des  $Z$ . Ce sont les paramètres libres de l'ajustement, qui sont néanmoins contraints de prendre des valeurs physiques ( $N \geq 0$ ) ;
- $N_{bkg}$  est le nombre d'événements des autres bruits de fond (fixé à la valeur estimée décrite précédemment) ;
- $b$ ,  $c$ ,  $l$  et  $bkg$  sont les patrons (d'intégrale 1) de ces différentes contributions.

La minimisation de  $-\ln L$  est alors confiée au programme MINUIT, qui détermine ainsi les valeurs des paramètres libres et leurs erreurs. Compte tenu du petit nombre d'événements dans les données, l'approximation gaussienne des erreurs est peu satisfaisante. Celles-ci sont donc obtenues en cherchant les points de la fonction  $-\ln L$  d'ordonnée  $\min(-\ln L) + 1/2$ . Le programme MINOS est utilisé pour calculer de telles erreurs asymétriques.

### Procédure utilisée.

La stratégie d'extraction du signal la plus naturelle consiste à effectuer un ajustement dans chaque canal séparément, ce qui fait au total six paramètres libres. Des séries de tests (pseudo-expériences) ont cependant montré que cette stratégie est plutôt sous-contrainte avec le nombre d'événements disponibles, ce qui se traduit par un échec de la minimisation dans de nombreux cas. En particulier les paramètres  $N_l^{e,\mu}$  et  $N_c^{e,\mu}$  sont très souvent ajustés à 0.

D'autres procédures d'ajustement ont alors été conçues. Les problèmes de minimisation provenant de la faible statistique, ces approches consistent à ajuster ensemble les deux canaux électron et muon pour réduire le nombre de paramètres libres de l'ajustement.

La stratégie adoptée pour l'analyse consiste simplement à ajouter ensemble dans un seul histogramme les données des deux canaux. Les patrons utilisés sont, eux, des moyennes pondérées des patrons dans les deux canaux, où les poids sont proportionnels aux prédictions de la simulation. Le nombre de paramètres libres est ainsi réduit à trois : il s'agit des nombres totaux de jets  $b$ ,  $c$  et  $l$ . La validité de cette combinaison des canaux tient de ce que les formes des patrons dans les canaux électron et muon sont compatibles entre elles, dans la limite de la précision statistique de la simulation.

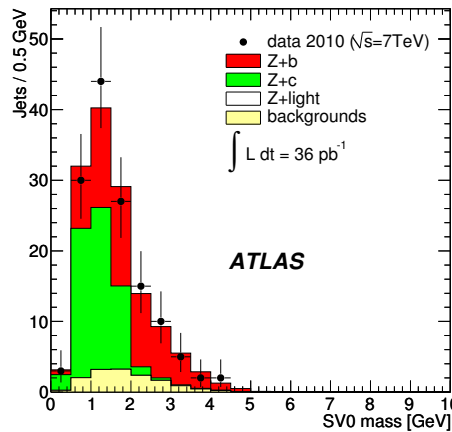


FIGURE 5.15 – Distribution de masse  $SV0$  pour les jets étiquetés  $b$  dans les événements sélectionnés lorsque les canaux électron et muon sont réunis. Les contributions du signal ainsi que des jets  $c$  et légers sont renormalisées à leur valeur ajustée. La contribution des autres fonds est normalisée à l'estimation décrite dans le texte.

La figure 5.15 présente le résultat de cet ajustement combiné sur les données 2010, en utilisant des patrons provenant des simulations ALPGEN. Ces patrons ont été préférés à ceux de SHERPA pour obtenir le résultat final utilisé dans le calcul de la section efficace, du fait de la plus grande statistique Monte Carlo disponible. Le nombre de jets  $b$  extrait de l'échantillon de jets étiquetés est ainsi  $N_b = 63,6^{+14,7}_{-13,2}$ . La table 5.5 montre les valeurs ajustées pour les deux générateurs : les résultats sont très proches et entièrement compatibles dans la limite des grandes erreurs statistiques de l'ajustement.

	Saveur	Nombre de jets
ALPGEN	jets $b$	$63,6^{+14,7}_{-13,2}$
	jets $c$	$59,9^{+13,4}_{-14,0}$
	jets légers	$0,0^{+5,1}$
SHERPA	jets $b$	$64,1^{+14,3}_{-12,9}$
	jets $c$	$59,3^{+13,2}_{-16,2}$
	jets légers	$0,1^{+9,3}_{-0,1}$
	autres fonds (valeur fixée)	14,5

TABLE 5.5 – Nombre de jets pour chacune des saveurs dans l'ajustement combinant les canaux électron et muon sur la distribution de masse  $SV0$ . Les résultats sont donnés pour les deux générateurs du signal utilisés. Les erreurs statistiques de l'ajustement sont indiquées.

Malgré la combinaison des canaux, l'ajustement a déterminé une valeur quasi-nulle pour le nombre de jets légers. Ce résultat n'est pas inattendu, et il sera montré à la section 5.5.4 que cela ne remet pas en question la valeur  $N_b$  ajustée dans les données.

### Autres procédures envisagées.

En parallèle de la procédure principale décrite ci-dessus, une méthode alternative a été étudiée, qui vise à obtenir la même stabilité d'ajustement en combinant les canaux d'une manière qui nécessite des hypothèses légèrement différentes.

Au lieu d'ajouter ensemble les contributions des deux canaux, elles sont laissées séparées. La fonction de vraisemblance est donc simplement le produit de celles des deux canaux séparés. Pour contraindre l'ajustement, des relations sont introduites entre les paramètres de manière à diminuer le nombre de paramètres libres. L'hypothèse est ici que les proportions de  $(Z + b)/(Z + c)/(Z + l)$  sont les mêmes dans les deux canaux. Cette hypothèse est vérifiée dans les simulations dans les limites de leur précision statistique : dans les échantillons SHERPA par exemple, ces proportions sont 66/21/13 et 66/22/12 dans les canaux électron et muon respectivement, avec une incertitude absolue d'environ 2%. C'est donc un type d'hypothèse un peu différent de celle à la base de la procédure principale, qui requiert que les formes des patrons soient les mêmes dans les deux canaux.

L'hypothèse présentée ici introduisant deux relations, l'ajustement contient quatre paramètres libres. On effectue alors un changement de variables de sorte que ces paramètres soient :

- le nombre total de jets légers,  $N_l$ , dans les deux canaux ;
- le nombre total de jets  $c$ ,  $N_c$ , dans les deux canaux ;
- la section efficace à mesurer,  $\sigma = \frac{1}{2} \left( \frac{N_b^e}{\mathcal{L}^e \mathcal{A}^e} + \frac{N_b^\mu}{\mathcal{L}^\mu \mathcal{A}^\mu} \right)$  ;
- l'asymétrie entre les canaux sur le nombre de jets  $b$  dans le volume fiduciel,  $A = \frac{1}{2} \left( \frac{N_b^e}{\mathcal{L}^e \mathcal{A}^e} - \frac{N_b^\mu}{\mathcal{L}^\mu \mathcal{A}^\mu} \right)$ .

La définition des acceptances  $\mathcal{A}^e$  et  $\mathcal{A}^\mu$  utilisées sera précisée au paragraphe 5.6.1. Elles ont été calculées dans la simulation ALPGEN.

Sous les hypothèses respectives de la procédure d'ajustement principale et de cette procédure alternative, la comparaison des fonctions de vraisemblance montre que la différence des résultats de l'ajustement entre les deux méthodes provient de deux sources. La première est le paramètre libre supplémentaire de la méthode alternative : l'asymétrie entre les canaux dans l'acceptance fiducielle. Dans la méthode principale cette asymétrie est implicitement nulle. La seconde est que du fait de la présence du bruit de fond multijets dans le canal électron, les patrons des fonds fixés sont légèrement différents entre les deux canaux. De ce point de vue la procédure alternative présente un traitement des fonds plus correct, même si cet effet est négligeable au regard des incertitudes de l'ajustement.

Les résultats de l'ajustement des données 2010 par la procédure alternative sont présentés sur la figure 5.16. La section efficace ainsi déterminée est de  $3,6^{+0,8}_{-0,8}$  pb, avec une asymétrie de  $0,37^{+0,38}_{-0,35}$ , en bon accord avec 0. Ensemble, ces nombres donnent un nombre total de jets  $b$   $N_b = 64,8^{+14,7}_{-13,2}$ , en bon accord avec le résultat de la procédure principale. Cet ajustement donne aussi  $N_c = 58,9^{+14,4}_{-14,9}$  et  $N_l = 0,6^{+6,0}_{-0,6}$ , nombres également très proches de ceux obtenus avec l'ajustement à trois paramètres.

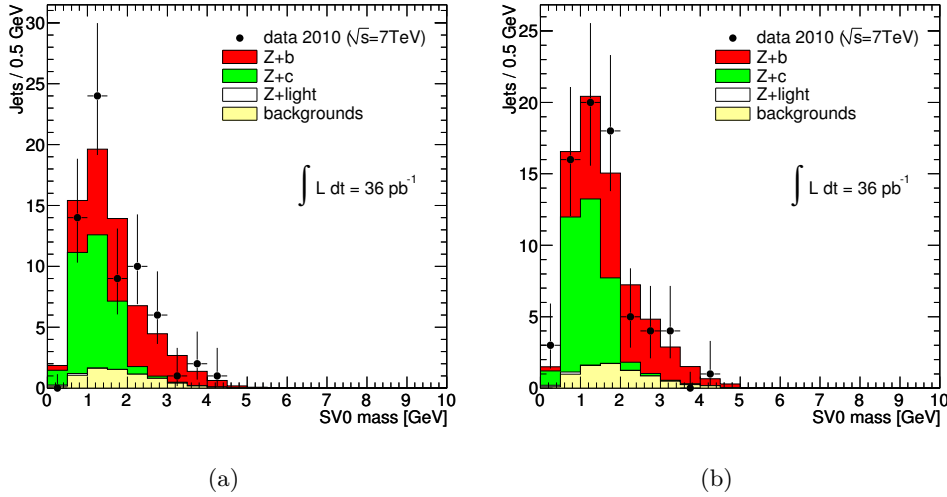


FIGURE 5.16 – Résultats de l'ajustement à quatre paramètres dans les canaux électron (a) et muon (b). Les contributions de  $Z + b$ ,  $Z + c$  et  $Z + l$  sont renormalisées aux valeurs renvoyées par l'ajustement.

Enfin, une seconde procédure alternative a également été étudiée. Les deux canaux  $y$  sont ajustés séparément, mais le nombre de jets légers est cette fois-ci fixé à la valeur prédite par la simulation. Cette méthode extrait un nombre total de jets  $b$  compatible avec les résultats précédents (67,5), mais ajoute une erreur systématique à prendre en compte : l'incertitude sur la réjection des jets légers.

#### 5.5.4 Vérification des performances de la procédure d'extraction

##### Tests de cohérence.

Afin d'étudier les performances de la procédure principale d'ajustement, des tests de cohérence basés sur des pseudos-expériences sont réalisés : ils visent à montrer que les valeurs de sortie de l'ajustement sont en moyenne égales aux valeurs d'entrée, et que de même les erreurs de l'ajustement reflètent bien l'incertitude statistique de l'échantillon de données disponible.

Pour ce faire, une distribution de base est créée, qui est la somme des différents patrons dans les deux canaux, normalisés aux nombres d'événements prédits par les simulations (hormis toujours la contribution multijets dans le canal électron, qui est estimée à partir des données). À partir de cette distribution, des pseudo-expériences sont réalisées en effectuant un tirage aléatoire dans chaque intervalle, tirage qui suit une loi de Poisson dont le paramètre est la valeur de la distribution de base dans cet intervalle.

Pour chaque pseudo-expérience, l'histogramme obtenu est alors ajusté par la même procédure que les données, et les distributions des valeurs ajustées des nombres de jets  $b$ ,  $c$  et  $l$ , de leurs erreurs et des *pulls*, sont obtenues. Les distributions de *pulls* permettent de vérifier simplement que le comportement de la procédure d'ajustement est correct, tant en termes de valeur centrale que d'erreurs : la distribution doit être une gaussienne de moyenne 0, d'écart-type 1.

Dans le cas d'erreurs asymétriques telles que celles obtenues ici pour les petits nombres d'événements, la définition de la distribution de *pull* d'une variable  $N_{entrée}$  est modifiée [87]. Si le résultat d'une pseudo-expérience est  $N_{ajusté}^{+\sigma(pos)}_{-\sigma(neg)}$ , on définit :

$$p = \frac{N_{ajusté} - N_{entrée}}{\sigma_{ajusté}} \quad (5.4)$$

où

$$\sigma_{ajusté} = \sigma(pos) \quad \text{lorsque } N_{ajusté} < N_{entrée} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{ajusté} = \sigma(neg) \quad \text{lorsque } N_{ajusté} > N_{entrée} \quad (5.6)$$

Avec cette définition, obtenir comme distribution de *pull* une gaussienne normale implique que la couverture de la procédure d'ajustement est correcte. La réciproque n'est en revanche plus nécessairement vraie : la distribution de *pull* peut être gauchie alors que les résultats de l'ajustement ont pourtant la bonne couverture.

Les distributions des valeurs et des *pulls* résultant de l'ajustement de 5 000 pseudo-expériences sont reportées sur la figure 5.17. Les valeurs d'entrée des trois contributions  $b$ ,  $c$  et  $l$  (lignes bleues) sont les nombres estimés par la simulation SHERPA.

Il apparaît que, compte tenu de la statistique de l'échantillon de données, les nombres de jets  $c$  ou  $l$  sont ajustés à 0 dans environ 8 % des cas, malgré un nombre d'événements en entrée d'environ 25 et 15 respectivement. Cela n'empêche pas le bon comportement de la procédure d'ajustement dans la détermination de leurs valeurs : leur distribution de *pull* est très bien ajustée par une gaussienne sur  $[-3, 3]$ , de moyenne compatible avec 0 et d'écart-type compatible avec 1. Dans un petit nombre de pseudo-expériences, l'ajustement peut mal se comporter, ce qui engendre de petites queues de distribution au-delà de  $-3$ . Ce nombre de cas est cependant bien inférieur aux 8 % d'échantillons où la contribution est ajustée à 0.

Les résultats des ajustements sur le paramètre d'intérêt, à savoir nombre de jets  $b$ , démontrent quant à eux un excellent comportement de la procédure. La distribution de *pull* de  $N_b$  est très bien ajustée par une gaussienne, de moyenne -0,01 et d'écart-type 0,99, et ne possède pas de queues. Cela montre que, lorsque les résultats d'un ajustement sont problématiques pour  $N_c$  ou  $N_l$ , la corrélation avec  $N_b$  est suffisamment petite pour ne pas affecter la détermination de ce paramètre.

### Tests de linéarité.

Un second test de la procédure d'ajustement consiste à vérifier que son bon comportement, observé dans le paragraphe précédent, reste valable pour des valeurs de consigne différentes du nombre d'événements prédit par la simulation.

On construit ainsi différentes distributions sommes à partir des patrons, dans lesquelles les normalisations des bruits de fond restent fixes, mais où le nombre de jets  $b$  prend diverses valeurs

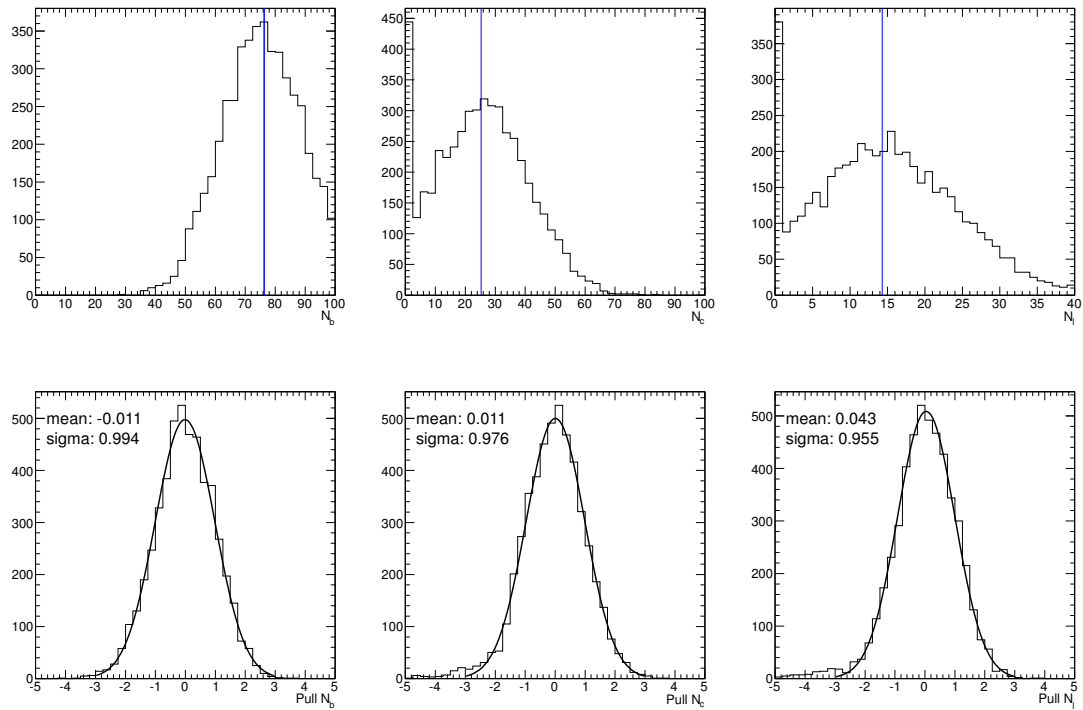


FIGURE 5.17 – Résultats de 5 000 pseudo-expériences : distributions des paramètres ajustés (haut) et des *pulls* (bas) pour les nombres de jets  $b$  (gauche),  $c$  (milieu) et  $l$  (droite). Sur les distributions des paramètres ajustés, les lignes bleues indiquent les nombres d'événements prédits par la simulation, à partir desquels les pseudo-expériences ont été réalisées. Les distributions de *pulls* sont ajustées sur  $[-3, 3]$  par des gaussiennes, dont les moyennes et écarts-types sont indiqués sur les figures.

de consigne (de 30 à 100, par pas de 10). Pour chaque distribution, les ajustements de 5 000 pseudo-expériences sont effectués, et le nombre moyen de jets  $b$  en sortie de la procédure est calculé.

Les résultats de ce test de linéarité sont reproduits sur la figure 5.18. Le comportement de la procédure d'ajustement est tout à fait compatible avec les erreurs statistiques d'une fonction linéaire, sur la plage de valeurs de consigne étudiée : le  $\chi^2$  de l'ajustement des points de la figure 5.18 par la fonction identité est 13,7 pour 8 degrés de liberté, ce qui correspond à une probabilité de 3,3 %.

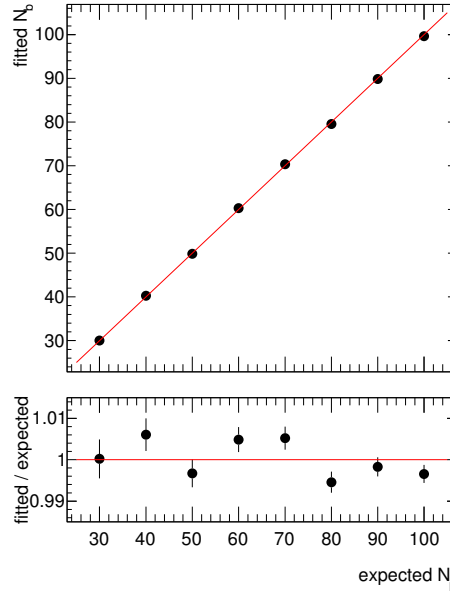


FIGURE 5.18 – Résultats des tests de linéarité, montrant le nombre moyen de jets  $b$  ajustés sur 5 000 pseudo-expériences en fonction de la consigne. Les lignes rouges représentent le cas d'une linéarité parfaite et servent à guider l'œil.

## 5.6 Détermination de la section efficace $\sigma_b$

### 5.6.1 Espace des phases de la mesure

La section efficace mesurée dans cette étude est une section efficace fiducielle au niveau des particules de l'état final, définie dans un volume d'espace des phases choisi pour minimiser l'extrapolation à réaliser par les générateurs Monte Carlo.

Les leptons issus de la désintégration du boson  $Z$  doivent passer les sélections  $p_T > 20$  GeV et  $|\eta| < 2,5$ , et doivent former une paire de masse invariante comprise entre 76 et 106 GeV. Ces coupures sont identiques pour les canaux électron et muon.

Les leptons pris en compte pour ces coupures sont « habillés » [24], c'est-à-dire que les quadri-impulsions de tous les photons présents dans un cône  $\Delta R < 0,1$  autour du lepton considéré sont ajoutées à son quadri-moment. Cette approche est intermédiaire entre celle consistant à utiliser les leptons dans l'approximation de BORN et celle qui considère les leptons dans l'état final. Elle est, pour les électrons du moins, assez proche de ce qui est effectivement mesuré par le détecteur, dans la mesure où les amas calorimétriques des photons émis colinéairement dans l'état final sont indistinguables de ceux des électrons qui les émettent.

Au niveau générateur, les jets sont reconstruits par un algorithme anti- $k_T$  de paramètre 0,4 à partir de toutes les particules stables, y compris celles qui échappent à la détection par les

calorimètres, c'est-à-dire les muons et neutrinos. Une particule est considérée stable si son temps de vie est supérieur à 10 ps : dans ce cas en effet son éventuelle désintégration ne doit plus être prise en compte par le générateur Monte Carlo, mais par la simulation du détecteur, dans la mesure où elle peut interagir avec lui.

Pour être considérés, ces jets doivent passer les mêmes coupures d'impulsion ( $p_T > 25$  GeV) et de rapidité ( $|y| < 2,1$ ) que les jets reconstruits. Enfin, un jet est appelé jet  $b$  lorsqu'un hadron  $B$  d'impulsion  $p_T > 5$  GeV, n'ayant pas d'autre hadron  $B$  comme produit de désintégration, se trouve dans un cône  $\Delta R < 0,3$  de ce jet.

Enfin, pour le calcul du rapport de sections efficaces  $\sigma_b/\sigma_Z$ , le volume fiduciel considéré pour les bosons  $Z$  est le même que celui défini ci-dessus pour les leptons des événements  $Z + b$ . Toutes les contraintes sur les jets sont bien entendu absentes du volume fiduciel de la production inclusive de bosons  $Z$ .

### 5.6.2 Calcul de la section efficace

Dans l'hypothèse où les nombres de jets  $b$  dans chaque canal,  $N_b^e$  et  $N_b^\mu$ , auraient été déterminés indépendamment, la section efficace moyenne par saveur de lepton serait calculée par :

$$\sigma_b = \frac{1}{2} (\sigma_b^e + \sigma_b^\mu) = \frac{1}{2} \left( \frac{N_b^e}{\mathcal{A}^e \mathcal{L}^e} + \frac{N_b^\mu}{\mathcal{A}^\mu \mathcal{L}^\mu} \right) \quad (5.7)$$

où  $\mathcal{L}^e$  et  $\mathcal{L}^\mu$  sont les luminosités intégrées analysées dans les canaux électron et muon respectivement,  $N_b^e$  et  $N_b^\mu$  les nombres de jets  $b$  passant l'ensemble de la sélection, et  $\mathcal{A}^e$  et  $\mathcal{A}^\mu$  les facteurs d'acceptance dans les deux canaux, qui seront explicités plus bas.

Or la procédure d'extraction du nombre de jets  $b$  choisie ne détermine que la somme  $N_b = N_b^e + N_b^\mu$ . Sous l'hypothèse que les sections efficaces  $\sigma_b^e$  et  $\sigma_b^\mu$  définies dans le volume fiduciel sont égales, l'équation 5.7 se réduit à :

$$\sigma_b = \frac{N_b}{\mathcal{A}^e \mathcal{L}^e + \mathcal{A}^\mu \mathcal{L}^\mu} \quad (5.8)$$

Les acceptances  $\mathcal{A}^e$  et  $\mathcal{A}^\mu$  sont définies comme les rapports entre le nombre de jets  $b$  étiquetés dans les événements où un  $Z$  est reconstruit dans le canal considéré, et le nombre total de jets  $b$  dans les événements du volume fiduciel défini pour la mesure.

Ces facteurs d'acceptance sont donc les produits des efficacités de déclenchement, de reconstruction et d'identification des leptons, de reconstruction des jets, et d'étiquetage. Ils servent aussi à extrapoler légèrement des coupures fiducielles du détecteur (qui suppriment par exemple les électrons dans la zone de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique) vers le volume fiduciel de la mesure ( $|\eta| < 2,5$  pour tous les leptons).

Les valeurs de ces acceptances obtenues dans les deux générateurs ALPGEN et SHERPA sont répertoriées dans la table 5.6. Les résultats des deux générateurs sont compatibles entre eux dans la limite des incertitudes statistiques des échantillons. Les différences d'acceptance entre les canaux électron et muon s'expliquent par la meilleure efficacité de reconstruction et d'identification des muons *combinés* par rapport aux électrons *medium*.

Comme il a été décrit au paragraphe 5.3.3, la simulation ALPGEN utilise deux types d'échantillons,  $Zb\bar{b}$  et  $Z$ . Si dans le premier cas les quarks  $b$  interviennent dans les éléments de matrice avec leur masse prise en compte, ils sont générés dans le second par des *gluon splitting* dans la gerbe de partons. Les acceptances de ces deux types de production, également détaillées dans la table 5.6, sont significativement différentes.

Or la procédure de combinaison des échantillons, basée sur la séparation angulaire entre les quarks  $b$ , est quelque peu *ad hoc* et pourrait conduire à un biais sur l'acceptance du signal. Pour évaluer cet effet, l'acceptance résultant de l'addition de tous les échantillons sans suppression des comptages doubles a été calculée. Elle diffère de moins de 1 % de l'acceptance de l'échantillon combiné. Cette sommation simple étant un cas extrême, le biais potentiel de la combinaison est

Canal électron	
Échantillon	$\mathcal{A} \pm (\text{stat.})$
ALPGEN $Z \rightarrow ee$	$0.185 \pm 0.010$
ALPGEN $Z \rightarrow ee + b\bar{b}$	$0.219 \pm 0.003$
ALPGEN combiné	$0.214 \pm 0.003$
SHERPA $Z \rightarrow ee$	$0.210 \pm 0.009$
Canal muon	
Échantillon	$\mathcal{A} \pm (\text{stat.})$
ALPGEN $Z \rightarrow \mu\mu$	$0.257 \pm 0.011$
ALPGEN $Z \rightarrow \mu\mu + b\bar{b}$	$0.291 \pm 0.004$
ALPGEN combiné	$0.286 \pm 0.004$
SHERPA $Z \rightarrow \mu\mu$	$0.277 \pm 0.011$

TABLE 5.6 – Facteurs d’acceptance  $\mathcal{A}$  dans les deux canaux, et pour les deux générateurs utilisés pour le signal. Pour ALPGEN, les acceptances des deux types d’échantillons sont données en plus de l’acceptance de l’échantillon combiné, utilisée pour la détermination de la section efficace.

finalement estimé bien inférieur à 1 %, et par la suite négligé devant l’incertitude statistique sur l’acceptance.

### 5.6.3 Calcul de la section efficace $\sigma_Z$ pour la mesure du rapport $\sigma_b/\sigma_Z$

La mesure du rapport des sections efficaces  $\sigma_b/\sigma_Z$  implique de réaliser une mesure de la section efficace de production de bosons  $Z$  dans la même acceptance que la mesure de  $Z + b$ . La sélection des événements est donc identique à celle présentée précédemment, à la différence près que les sélections sur les jets ne sont pas appliquées. La section efficace est ensuite calculée après une simple soustraction des bruits de fond :

$$\sigma_Z = \frac{N_Z^{\text{obs}} - N^{\text{fonds}}}{\mathcal{A}_Z^e \mathcal{L}^e + \mathcal{A}_Z^\mu \mathcal{L}^\mu} \quad (5.9)$$

Dans cette équation,  $N_Z^{\text{obs}}$  est le nombre total d’événements passant les coupures de sélection du  $Z$  dans les données. Le canal électron compte 9230 candidats, contre 12222 dans le canal muon.

Les bruits de fond constitués par les événements multijets sont évalués avec les méthodes décrites au paragraphe 5.5.2. Du fait de la statistique plus élevée disponible dans les régions de contrôle, ils sont estimés avec une bien meilleure précision que dans la sélection  $Z + b$  : la mesure indique  $110 \pm 22$  événements dans le canal électron, et  $3,5 \pm 2,2$  dans le canal muon. Les contributions des autres bruits de fond sont directement estimées dans les simulations Monte Carlo, et comptent pour 24,1 événements dans le canal électron et 24,4 dans le canal muon.

Enfin, le calcul de la section efficace  $\sigma_Z$  requiert des facteurs d’acceptance ( $\mathcal{A}_Z$ ) similaires à ceux définis pour  $Z + b$  : ils sont établis par les mêmes simulations et dans le même espace des phases fiduciel pour les leptons. Seules les sélections concernant les jets sont supprimées par rapport à la mesure de  $\sigma_b$ . Ces acceptances calculées par les deux générateurs sont présentées dans la table 5.7.

À partir de ces nombres, la section efficace de production de bosons  $Z$  par saveur de lepton, calculée par l’équation 5.9, est  $\sigma_Z = 465 \pm 3 \text{ pb}$ , où l’incertitude reportée est uniquement d’origine statistique. Compte tenu de petites différences dans les sélections (principalement la largeur de la fenêtre de masse invariante autorisée), ces résultats sont compatibles avec la mesure de section efficace inclusive de production  $Z/\gamma^*$  publiée dans [57], tant du point de vue des événements sélectionnés, que de l’estimation des bruits de fond, ou encore des valeurs des acceptances.



Canal électron	
Échantillon	$\mathcal{A}_Z$
ALPGEN $Z \rightarrow ee$	0.531
SHERPA $Z \rightarrow ee$	0.545
Canal muon	
Échantillon	$\mathcal{A}_Z$
ALPGEN $Z \rightarrow \mu\mu$	0.747
SHERPA $Z \rightarrow \mu\mu$	0.751

TABLE 5.7 – Facteurs d’acceptance  $\mathcal{A}_Z$  dans les deux canaux, et pour les deux générateurs utilisés pour le signal. Les incertitudes statistiques relatives sur ces facteurs sont de quelques pour-mille, donc négligeables devant toutes les autres sources d’erreurs considérées dans cette étude.

#### 5.6.4 Détermination des incertitudes systématiques

Les sources d’incertitudes systématiques de l’analyse  $Z + b$  influencent la mesure de la section efficace à plusieurs niveaux. Elles peuvent d’abord affecter le résultat de la procédure d’extraction statistique du signal, soit en modifiant la contribution des bruits de fond fixés, soit en variant la forme des patrons utilisés. Elles peuvent également avoir un impact sur les facteurs d’acceptance. Ces trois types d’effets, qui sont corrélés entre eux pour chaque source d’incertitude considérée, ont été pris en compte dans l’évaluation de l’incertitude systématique totale.

Les incertitudes systématiques affectant l’analyse peuvent être regroupées en trois catégories : celles reliées à la simulation du détecteur, celles provenant de la connaissance des bruits de fond à l’analyse, et enfin celles reliées à la modélisation du signal par les générateurs Monte Carlo.

##### Étiquetage des jets.

L’une des principales sources d’incertitude est celle qui concerne la précision avec laquelle les efficacités d’étiquetage et les réjections sont connues. Le groupe de travail chargé des performances de l’étiquetage fournit des incertitudes sur les efficacités en fonction de la cinématique ( $\eta$  et  $p_T$ ) et de la saveur ( $b$ ,  $c$  ou  $l$ ) des jets.

L’application de ces valeurs à la sélection  $Z + b$  résulte en un effet de 9,1 % sur la normalisation du signal, sans changement significatif de la forme des patrons. En revanche, les bruits de fond avec des jets  $b$  et dont la normalisation est fixée par la simulation (principalement  $t\bar{t}$ ) sont également affectés par cette incertitude avec le même ordre de grandeur. Il en résulte une modification des résultats de l’ajustement d’environ 1,7 %.

En plus de l’incertitude sur l’efficacité de la coupure d’étiquetage, une source d’erreurs possible est la bonne description par la simulation des distributions de la masse  $SV0$ . Des déformations des patrons peuvent en effet induire des changements dans les résultats de l’ajustement. Pour estimer la précision de cette description des patrons, les distributions de masse  $SV0$  ont été mesurées dans des échantillons dijets enrichis en jets  $b$  (lorsque l’un des jets contient un muon, ou qu’il est lui-même étiqueté par l’algorithme  $SV0$ ), ou au contraire enrichis en jets légers (lorsque l’un des jets a une signification  $SV0$  négative).

Ces mesures dans des régions de contrôle ont permis de déterminer des fonctions de repondération extrémales des patrons. L’application de ces fonctions aux patrons utilisés par l’analyse  $Z + b$  conduit à une variation d’environ 3,5% du nombre de jets  $b$  ajustés par la procédure.

##### Performances des jets.

Comme décrit à la section 4.3.2, le groupe de travail chargé des performances des jets mesure les incertitudes sur leur échelle d’énergie, en fonction de leurs  $p_T$  et  $\eta$ . Des termes d’incertitude

supplémentaires prenant en compte le niveau d'empilement dans les événements (estimé par le comptage du nombre de vertex primaires), et l'existence de jets proches, sont ajoutés. Enfin pour les jets  $b$ , dont les caractéristiques (fragmentation) sont différentes de celles des jets légers, une incertitude supplémentaire de 2,5 % est additionnée en quadrature aux erreurs précédentes.

L'application de ces incertitudes à l'analyse  $Z + b$  conduit à une variation d'environ 4,0 % de l'acceptance. La même variation se retrouve sur les bruits de fond dont la normalisation est fixée par les simulations. Enfin l'effet de cette incertitude dépend de la masse  $SV0$ , passant de 5 % aux basses masses à 1 % à 5 GeV. Cette modification de la forme des patrons, additionnée au changement de normalisation des bruits de fond, résulte en une variation du nombre de jets  $b$  ajustés de 0,7 %.

La variation de l'effet de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets en fonction de la masse  $SV0$  s'explique par l'existence d'une corrélation entre cette masse  $SV0$  et l'impulsion des jets. Si cette corrélation peut paraître surprenante au premier abord (la masse invariante du vertex de désintégration d'un hadron  $B$  n'est pas censée dépendre de l'impulsion de ce dernier), elle provient de la coupure à 300 MeV utilisée lors de la reconstruction des traces. Un jet de faible impulsion aura ainsi moins de traces passant cette coupure, donc une masse invariante plus faible en moyenne.

Un autre aspect de la performance des jets est la modélisation de leur résolution dans les simulations. Pour estimer l'impact de cet effet sur l'analyse, elle est artificiellement augmentée dans la simulation d'un facteur correspondant à l'incertitude avec laquelle elle est mesurée. Aucun changement significatif n'est observé ni sur l'acceptance ni sur les patrons.

### Performances des leptons.

Les incertitudes sur les résolutions des leptons sont traitées de manière similaire<sup>1</sup>, et ont également un impact négligeable sur l'analyse (inférieur à 0,1 % sur les acceptances). De même, la propagation des incertitudes relatives à l'échelle d'énergie des leptons montre un effet négligeable dans le cas des muons, et petit (0,3 % sur l'acceptance) pour les électrons.

Enfin, les effets des incertitudes sur les efficacités de reconstruction et d'identification des leptons ont été déterminés, en les faisant varier dans les bornes établies par les groupes chargés de leurs performances. Leur impact est négligeable sur le résultat de l'ajustement, et d'environ 5 % (électrons) et 2 % (muons) sur l'acceptance du signal.

### Normalisation des bruits de fond.

Indépendamment de son rôle dans la propagation des incertitudes sur l'efficacité d'étiquetage des  $b$ , la normalisation du bruit de fond  $t\bar{t}$  a été variée de  $\pm 10$  %, valeur correspondant aux incertitudes tant du calcul théorique au NNLO [121] que de la mesure de section efficace réalisée par ATLAS avec les données 2010 [70]. Le résultat de cette variation est un changement du nombre de jets  $b$  ajusté de 2,0 %.

La normalisation du bruit de fond multijets dans le canal électron est variée dans les limites fournies par son estimation dans les données. Après application de la procédure d'ajustement, l'effet sur le nombre de jets  $b$  est d'environ 1,6 %.

En l'absence d'un patron pour le fond multijets dans le canal muon, l'estimation de son impact consiste à retrancher au nombre de jets  $b$  la borne supérieure déterminée au paragraphe 5.5.2. Cela revient à une incertitude (asymétrique) de 1,4 %.

Enfin, compte tenu de leur faible contribution, les incertitudes sur les normalisations des autres bruits de fond dont la normalisation est fixée ont un effet négligeable sur le nombre de jets  $b$  obtenu par l'ajustement.

---

1. Dans le cas des muons, les incertitudes sur la résolution sont évaluées indépendamment pour les traces dans le détecteur interne et les traces dans le spectromètre.

### Modélisation du signal par les simulations.

Dans cette catégorie, une première source d'incertitude est le nombre d'événements Monte Carlo disponibles. L'erreur sur l'acceptance qui en découle est d'environ 1,3 % par canal lorsque les échantillons ALPGEN sont utilisés, et 3,0 % lorsque ce sont ceux produits avec SHERPA.

En lien avec les subtilités de la combinaison des deux types d'échantillon ALPGEN mentionnées au paragraphe 5.6.2, les événements où deux hadrons  $B$  sont à l'origine d'un seul jet ont été étudiés. La propagation de l'incertitude sur le nombre d'événements de ce type montre un impact négligeable sur les facteurs d'acceptance.

Comme il a déjà été mentionné au paragraphe 5.3.3, un événement  $Z + b$  peut être produit par une interaction multiple de partons : une paire de jets  $b\bar{b}$  peut être créée par l'interaction de partons spectateurs au sein d'un proton où l'interaction principale crée un boson  $Z$ . Dans l'acceptance au niveau des particules définie pour la mesure de section efficace, cette production par interaction de partons multiples représente environ 3 % du signal.

Or l'acceptance pour ce type de production est différente de celle de la production du boson  $Z$  et du jet  $b$  par le même élément de matrice, essentiellement parce que les spectres des impulsions des jets sont très différents. Il a ainsi été vérifié qu'un doublement du nombre de jets produits par interaction multiples de partons conduit à une baisse d'acceptance d'environ 1 %.

Enfin, plus généralement, la forme du patron des jets  $b$  ainsi que l'acceptance du signal dépendent de manière importante du spectre des jets  $b$ , dont la bonne modélisation par les générateurs n'est pas garantie. Cette dépendance s'explique dans le cas des patrons par la corrélation décrite précédemment entre masse  $SV0$  et impulsion. Dans le cas de l'acceptance, elle provient à la fois de l'effet de la résolution des jets, et surtout de l'efficacité d'étiquetage, qui dépend de l'impulsion.

L'estimation de cette incertitude sur la modélisation du spectre des jets  $b$  est réalisée en repondérant par une loi de puissance le spectre des jets  $b$  au niveau générateur. La repondération est propagée jusqu'au spectre des jets reconstruits et étiquetés par une matrice de réponse déterminée dans la simulation ALPGEN. Le spectre obtenu est alors comparé aux données.

Pour ce faire, les spectres des bruits de fond et ce spectre modifié sont renormalisés aux résultats de l'ajustement puis ajoutés. La mesure de l'incertitude sur la connaissance du spectre consiste alors en la détermination des lois de puissances extrêmes (une plus dure que la simulation, l'autre plus douce) telles que le spectre des jets reconstruits et étiquetés soit encore compatible avec les données. Il est à noter que supposer parfaitement connus les spectres des autres composantes (jets  $c$  ou légers) et varier uniquement celui des jets  $b$  est une approche conservatrice.

L'utilisation de ces spectres extrêmes conduit alors à une variation d'environ 2,7 % du nombre de jets  $b$  déterminé par la procédure d'ajustement. La modification des facteurs d'acceptance du signal est d'environ 10 %.

### Résumé des incertitudes systématiques.

La table 5.8 résume l'ensemble des incertitudes systématiques étudiées et décrites dans les paragraphes précédents, avec pour chaque source son impact sur le résultat de l'ajustement et sur l'acceptance du signal. Lorsque les résultats d'une source sont asymétriques, ils sont représentés sur deux lignes séparées pour mettre en évidence la corrélation entre le signe de la variation du nombre de jets  $b$  ajustés et le signe de la variation d'acceptance.

Les totaux réalisés séparément dans les canaux électron et muon n'ont d'autre but que de montrer que les incertitudes dans les deux canaux sont très similaires, avec une petite différence en faveur du canal muon. La combinaison finale des incertitudes est réalisée en prenant en compte pour chaque source d'incertitude la corrélation entre les effets sur le nombre de jets  $b$  ajustés et sur l'acceptance. Les différentes sources sont ensuite supposées indépendantes et sont donc ajoutées en quadrature.

Lors de la mesure du rapport des sections efficaces  $\sigma_b/\sigma_Z$ , l'ensemble des incertitudes est propagé dans les deux sections efficaces simultanément. Seules celles relatives aux leptons ont une influence

Source	Ajustement (%)	Acceptance (%)
Commun aux deux canaux		
Efficacité d'étiquetage $\uparrow$	-1,5	9,1
Efficacité d'étiquetage $\downarrow$	1,8	-9,1
Modélisation spectre $\uparrow$	-2,0	10
Modélisation spectre $\downarrow$	3,4	-10
Échelle d'énergie des jets $\uparrow$	1,1	4,0
Échelle d'énergie des jets $\downarrow$	-0,2	-4,0
Repondération des patrons $\uparrow$	-2,1	-
Repondération des patrons $\downarrow$	4,9	-
Section efficace $t\bar{t}$	$\pm 2,0$	-
Interactions multiples de partons	négl.	$\pm 1,0$
Résolution des jets	négl.	négl.
Canal électron uniquement		
Statistique Monte Carlo	-	$\pm 1,3$
Fond multijets $\uparrow$	-2,2	-
Fond multijets $\downarrow$	1,0	-
Efficacités	négl.	$\pm 5,0$
Échelle d'énergie	négl.	$\pm 0,3$
Total canal électron	+6,6 -4,6	$\pm 15,0$
Canal muon uniquement		
Statistique Monte Carlo	-	$\pm 1,3$
Fond multijets $\uparrow$	-1,4	-
Efficacités	negl.	$\pm 2,0$
Résolution détecteur interne	négl.	négl
Résolution spectromètre	négl.	négl
Total canal muon	+6,5 -4,2	$\pm 14,3$
Total des incertitudes	+20,5% -15,6%	

TABLE 5.8 – Incertitudes systématiques relatives sur les résultats de l'ajustement de la distribution de masse  $SV0$  et sur l'acceptance du signal. Les sources pour lesquelles la variation est notée « négl. » produisent des effets d'ordre largement inférieur à 1 %, qui sont donc négligeables quand ils sont ajoutés en quadrature avec les autres sources. Les flèches indiquent les variations (positives ou négatives) des différentes sources d'incertitude. Les totaux par canal sont donnés à titre indicatif en tenant compte des incertitudes communes et de celles propres au canal considéré. Le total des incertitudes est effectué pour la combinaison des canaux électron et muon. Il se rapporte à la section efficace mesurée et prend en compte pour chaque source les corrélations entre les incertitudes sur l'acceptance et celles sur l'ajustement.

significative sur la section efficace  $\sigma_Z$  et s'annulent dans le rapport. Comme elles sont petites au regard de celles affectant les jets  $b$  (efficacité d'étiquetage et dépendance en la modélisation), l'incertitude fractionnelle totale sur le rapport des sections efficaces est essentiellement identique à celle déterminée ici pour  $\sigma_b$  : elle est de  $+20,3\%$   $-15,5\%$ .

## 5.7 Résultats et comparaison avec la théorie

### 5.7.1 Prédictions théoriques

Comme mentionné au paragraphe 5.3.3, la mesure de section efficace  $\sigma_b$  est comparée à des prédictions théoriques obtenues par un calcul au NLO réalisé par le programme MCFM.

Celui-ci réalise des calculs de QCD perturbative menant à un état final partonique, avant radiation des leptons dans l'état final, et surtout avant hadronisation des partons. Il n'a pas non plus de modélisation des interactions multiples de partons ni des événements sous-jacents. Aussi l'espace des phases dans lequel est obtenue sa prédiction est-il légèrement différent de celui utilisé pour la mesure. Les leptons doivent avoir une impulsion  $p_T > 20$  GeV et être dans l'acceptance  $|\eta| < 2,5$ , mais ils sont ici dans l'approximation de Born, et non habillés. Les jets doivent passer les coupures  $p_T > 25$  GeV et  $|y| < 2,1$ , mais ceux-ci sont construits à partir des partons après évolution de la gerbe, et non à partir des hadrons de l'état final.

Les incertitudes théoriques sur la prédiction de MCFM sont obtenues en faisant varier les échelles de renormalisation et d'hadronisation (par un facteur deux), la constante de couplage  $\alpha_s$ , et les jeux de PDF utilisés. Concernant ce dernier point, les bibliothèques de PDF au NLO fournissent en effet un jeu de PDF pour les valeurs centrales de l'ajustement, et de nombreux autres qui forment une base orthonormale de l'espace des phases et permettent d'explorer ainsi les valeurs compatibles avec les valeurs centrales.

La section efficace prédite est

$$\sigma_b = 4,48_{-0,56}^{+0,55}(\text{échelles})_{-0,12}^{+0,10}(\text{PDF})_{-0,08}^{+0,08}(\alpha_s) \text{ pb} \quad (5.10)$$

en utilisant les PDF CTEQ6.6 [123], et

$$4,80_{-0,61}^{+0,62}(\text{échelles})_{-0,10}^{+0,09}(\text{PDF})_{-0,11}^{+0,09}(\alpha_s) \text{ pb} \quad (5.11)$$

avec les PDF MSTW2008 [120]. Si les incertitudes sur les échelles sont corrélées entre ces deux prédictions, celles-ci restent compatibles entre elles dans la limite des incertitudes sur les PDF et sur  $\alpha_s$  (la valeur par défaut de  $\alpha_s$  utilisée par ces deux bibliothèques de PDF est différente).

Comme l'espace des phases du calcul de MCFM est défini au niveau partonique, des corrections sont nécessaires pour rendre comparable ses prédictions à la mesure de section efficace réalisée. Les facteurs correctifs sont obtenus dans les simulations Monte Carlo complètes au LO. Pour les leptons, la correction d'acceptance est obtenue avec SHERPA, en utilisant alternativement les leptons dans l'approximation de Born et les leptons habillés : elle vaut  $0,972 \pm 0,002$  (stat.). Elle provient essentiellement de paires de leptons sortant de la fenêtre en masse invariante utilisée pour la mesure.

La correction d'acceptance des jets est, elle, obtenue grâce aux programmes SHERPA, PYTHIA et AcerMC [112], qui sont exécutés deux fois, avec et sans corrections d'hadronisation et événement sous-jacent. Le facteur correctif retenu est la valeur centrale d'une enveloppe contenant l'ensemble des résultats, et vaut  $0,89 \pm 0,07$ . Cette valeur est dominée par la perte d'énergie des jets due aux produits de désintégration des hadrons  $B$  émis en-dehors de ceux-ci.

Une fois ces corrections et leurs incertitudes prises en compte, la section efficace théorique estimée par MCFM est  $\sigma_b = 3,88 \pm 0,58$  pb.

Le rapport des sections efficaces  $\sigma_b/\sigma_Z$  est également calculé avec MCFM. La section efficace NLO de production de bosons  $Z$  dans le volume fiduciel défini plus haut pour les leptons est

estimée à

$$\sigma_Z = 455^{+11}_{-20}(\text{échelles})^{+11}_{-11}(\text{PDF})^{+2,2}_{-4,2}(\alpha_s) \text{ pb} \quad (5.12)$$

avec la bibliothèque CTEQ6.6, et

$$453^{+12}_{-21}(\text{échelles})^{+9,4}_{-7,4}(\text{PDF})^{+3,9}_{-4,6}(\alpha_s) \text{ pb} \quad (5.13)$$

avec MSTW2008. Les deux résultats sont en très bon accord.

Le calcul du rapport des sections efficaces voit s'annuler les corrections sur les leptons. Un certain nombre d'incertitudes théoriques, qui sont variées de manière cohérente entre  $\sigma_b$  et  $\sigma_Z$ , se compensent également partiellement. Le résultat final du calcul MCFM est alors

$$\sigma_b/\sigma_Z = (8,8 \pm 1,1) \times 10^{-3}. \quad (5.14)$$

### 5.7.2 Résultats et discussion

En utilisant le nombre de jets  $b$  extrait des données, déterminé au paragraphe 5.5.3, les facteurs d'acceptance mentionnées au paragraphe 5.6.2, les incertitudes systématiques déterminées à la section 5.6.4, et une incertitude sur la mesure de luminosité de 3,4 % [66], la section efficace de production de jets  $b$  en association avec un boson  $Z$  par saveur de lepton, calculée par l'équation 5.8, est :

$$\sigma_b = 3.55^{+0.82}_{-0.74}(\text{stat})^{+0.73}_{-0.55}(\text{syst}) \pm 0.12(\text{lumi}) \text{ pb} \quad (5.15)$$

Les incertitudes statistiques et systématiques de la mesure sont du même ordre de grandeur, d'environ 20 %. Cela ne signifie pas pour autant que cette mesure sera rapidement dominée par les erreurs systématiques lorsqu'elle sera répétée avec les données acquises en 2011 : l'estimation d'un certain nombre d'erreurs systématiques dépend en effet de manière importante de la luminosité. L'objectif de performances d'ATLAS sur la connaissance de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  est par exemple d'environ 6 % [47]. L'incertitude liée à la modélisation du spectre des jets  $b$  par les générateurs diminuera de manière importante à mesure que la statistique du spectre des jets étiquetés augmentera, et en particulier lorsqu'une mesure de section efficace différentielle pourra être réalisée. L'échelle d'énergie des jets  $b$  sera également mieux connue : la mesure finale des performances des jets dans les données 2010 [54] cite déjà une incertitude inférieure à celle utilisée dans cette étude.

Mesure	$3,55^{+0,82}_{-0,74}(\text{stat})^{+0,73}_{-0,55}(\text{syst}) \pm 0,12(\text{lumi}) \text{ pb}$
MCFM	$3,88 \pm 0,58 \text{ pb}$
ALPGEN	$2,23 \pm 0,01 \text{ (stat uniquement) pb}$
SHERPA	$3,29 \pm 0,04 \text{ (stat uniquement) pb}$

TABLE 5.9 – Comparaison de la mesure et des prédictions par les différents générateurs de la section efficace de production de jets  $b$  en association avec un boson  $Z$ , par saveur de lepton.

La table 5.9 compare la prédiction théorique réalisée avec MCFM avec la section efficace mesurée. Les sections efficaces brutes estimées par les générateurs LO sans aucun facteur correctif sont également données à titre d'illustration, avec leurs erreurs statistiques. Compte tenu des incertitudes élevées, le calcul au NLO est en bon accord avec l'expérience.

La table 5.10 présente la même comparaison, portant cette fois-ci sur le rapport de la section efficace de production de jets  $b$  en association avec un boson  $Z$ , sur la section efficace de production

Mesure	$(7,6^{+1,8}_{-1,6}(\text{stat})^{+1,5}_{-1,2}(\text{syst})) \times 10^{-3}$
MCFM	$(8,8 \pm 1,1) \times 10^{-3}$
ALPGEN	$(6,2 \pm 0,1 \text{ (stat uniquement)}) \times 10^{-3}$
SHERPA	$(9,3 \pm 0,1 \text{ (stat uniquement)}) \times 10^{-3}$

TABLE 5.10 – Comparaison de la mesure et des prédictions par les différents générateurs du rapport de la section efficace de production de jets  $b$  en association avec un boson  $Z$  sur la section efficace de production inclusive de bosons  $Z$ .

inclusive de bosons  $Z$ . Le calcul NLO réalisé par MCFM est ici encore en bon accord avec la mesure.

L'intérêt de la mesure du rapport est de permettre une comparaison plus significative des générateurs LO utilisés dans cette étude avec l'expérience. Ces générateurs, quoique LO, sont en effet fréquemment utilisés pour simuler des bruits de fond dans des analyses de recherche, comme celle du Higgs en quatre leptons qui sera présentée au chapitre 6. Leurs simulations sont généralement normalisées comme dans cette étude à la section efficace de production inclusive du boson  $Z$ , calculée au NNLO. La mesure du nombre moyen de jets  $b$  par événement  $Z$  permet donc d'étudier l'éventuelle nécessité de corrections supplémentaires (k-facteurs) lorsque le bruit de fond comprend des jets  $b$ .

Les prédictions des générateurs LO SHERPA et ALPGEN sont toutes deux compatibles à moins d'une déviation standard avec le résultat expérimental. Elles sont cependant significativement différentes entre elles : la valeur de SHERPA est supérieure à la mesure, tandis que celle de ALPGEN est inférieure.

Qualitativement, on voit que l'ordre des prédictions du rapport des sections efficaces  $\sigma_b/\sigma_Z$  (ALPGEN < MCFM < SHERPA) rappelle la tendance esquissée au paragraphe 1.5.2 : pour obtenir des quarks  $b$  dans l'état initial d'une interaction, l'approche utilisée par le calcul NLO de MCFM (SACOT) est intermédiaire et interpole entre l'approche à nombre de saveurs fixe (utilisée par ALPGEN) et l'approche à nombre de saveurs variable (utilisée par SHERPA). Cette dernière (qui utilise une PDF pour les quarks  $b$ ) a en effet tendance à surestimer la présence de quarks  $b$  en ne prenant pas en compte les effets de seuil liés à la masse des quarks, tandis que le schéma à nombre de saveurs fixe ne bénéficie pas pour sa part des corrections logarithmiques liées aux resommations par les PDF de l'émission de gluons, lorsque l'échelle d'énergie en jeu dans le processus dur est largement supérieure au seuil de production des quarks.

## 5.8 Conclusions

Les processus comprenant un boson  $Z$  et des jets  $b$  dans l'état final sont des événements importants au LHC. Ils sont intéressants en eux-mêmes du fait de leurs spécificités que sont la description des quarks  $b$  dans l'état initial par les générateurs Monte Carlo, la prise en compte des effets liés à la masse de ces quarks, qui affectent la cinématique des états finals, et le fait que ce sont des processus multi-échelles, posant là encore des difficultés pour les calculs de QCD perturbative. Ils sont également importants en tant que bruits de fond dans diverses analyses de recherche de nouvelle physique, comme celle du boson de Higgs dans le canal quatre leptons.

Ce chapitre a présenté la mesure de la production de jets  $b$  en association avec des bosons  $Z$  se désintégrant en leptons, mesure réalisée avec  $36 \text{ pb}^{-1}$  de données acquises par ATLAS en

2010. Le nombre moyen de jets  $b$  produits dans les événements  $Z$  a également été étudié. Bien que les mesures soient encore assez peu précises, avec environ 20 % d'incertitude statistique et autant d'incertitude systématique, cette étude (publiée en janvier 2012 dans *Physics Letters B*. [69]) a permis de mettre en évidence un bon accord des prédictions théoriques au NLO avec l'expérience, montrant ainsi la bonne compréhension de ce processus complexe par les approches de QCD perturbative.

Si les résultats des générateurs LO que sont SHERPA et ALPGEN sont encore compatibles avec la mesure compte tenu des incertitudes en jeu, leurs prédictions diffèrent cependant significativement entre elles. Ceci plaide pour l'utilisation de  $k$ -facteurs spécifiques lorsque ces générateurs sont utilisés pour modéliser des bruits de fond comprenant des jets  $b$  : ce sera le cas pour la recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons.

L'acquisition d'environ  $5 \text{ fb}^{-1}$  par ATLAS en 2011 ouvre de nombreuses perspectives dans les études des jets  $b$  en association avec des bosons  $Z$ . Une telle statistique permet en effet de réaliser des mesures de section efficace différentielles, pour mesurer tant le spectre que les distributions angulaires des jets  $b$ . Les incertitudes systématiques dominantes seront également diminuées, soit parce que la connaissance du détecteur aura été améliorée, soit parce qu'elles dépendent elles-mêmes de la statistique disponible. Enfin, la mise au point des algorithmes avancés d'étiquetage des jets  $b$  permettra, au choix, d'améliorer le rapport signal sur bruit après étiquetage, ou d'augmenter l'efficacité d'étiquetage pour un rapport signal sur bruit équivalent.

Il est ainsi envisageable d'utiliser les événements  $Z + b$  pour contraindre l'échelle d'énergie des jets  $b$  en étudiant l'équilibre entre un unique jet étiqueté et le boson  $Z$ . À terme, ces mesures de jets  $b$  pourraient permettre de contraindre les PDF des quarks  $b$ . Enfin, l'étude des données acquises en 2011 pourra également permettre d'étudier la multiplicité des jets  $b$  dans les événements  $Z$ , ce qui est très important pour des analyses de recherche où un bruit de fond est plus spécifiquement  $Zb\bar{b}$ .





## Chapitre 6

# Recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons avec $4,8 \text{ fb}^{-1}$ de données

### Sommaire

---

6.1	Introduction . . . . .	142
6.2	La prise de données par ATLAS en 2011 . . . . .	142
6.3	Validation d'une nouvelle méthode de reconstruction des électrons .	143
6.4	Recherche du Higgs en 4 leptons avec $4,8 \text{ fb}^{-1}$ de données . . . . .	156
6.5	Optimisations pour la recherche du Higgs à basse masse . . . . .	174
6.6	Nouvelle analyse des données de 2011 . . . . .	184
6.7	Conclusion . . . . .	188

---

## 6.1 Introduction

Au chapitre 1 ont été mentionnés les résultats de la recherche du boson de Higgs effectuée au LHC avec les données accumulées jusqu'en août 2011, à savoir une exclusion à 95 % de niveau de confiance d'un boson de Higgs à la section efficace prédite par le modèle standard sur l'intervalle de masse de 146 à 453 GeV. Dans le cadre de l'extension de ces recherches avec l'ensemble de la luminosité disponible en 2011, le présent chapitre sera centré sur de l'analyse de recherche du Higgs dans le canal quatre leptons réalisée avec environ  $4,8 \text{ fb}^{-1}$  de données, analyse soumise à la revue *Physics Letters B*. pour publication [75].

Les bruits de fond à considérer dans cette analyse ont été présentés au chapitre 1 : outre le fond irréductible  $ZZ$ , des bruits de fond contenant de faux leptons ( $Z$ +jets) et d'autres contenant des leptons issus de désintégrations de hadrons lourds ( $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ ) jouent un rôle non négligeable. Les caractéristiques utilisées par l'analyse pour réduire ces fonds sont la qualité et l'isolation des leptons d'une part, et les paramètres d'impact d'autre part.

La résolution sur les paramètres d'impact des électrons n'est cependant pas optimale avec la reconstruction standard d'ATLAS, du fait que les effets de Bremsstrahlung ne sont pas pris en compte : la conséquence en est une efficacité de la sélection sur le paramètre d'impact d'environ 95 % par électron pour l'analyse réalisée à l'été avec  $2 \text{ fb}^{-1}$  de données, à comparer à une efficacité d'environ 99,5 % pour les muons. Afin d'augmenter cette efficacité, une reconstruction améliorée des électrons, prenant en compte les effets du Bremsstrahlung, a été mise en place dans l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons.

Ce chapitre commencera par présenter cette nouvelle reconstruction des électrons, et la validation de son utilisation pour les électrons de désintégration de hadrons lourds, avec en particulier les performances de la réjection des bruits de fond par la sélection sur les paramètres d'impact.

L'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons avec  $4,8 \text{ fb}^{-1}$  de données, utilisant cette nouvelle reconstruction des électrons, sera ensuite présentée.

Cette analyse de recherche n'est cependant pas complètement optimisée pour les très basses masses ( $< 130 \text{ GeV}$ ), où des gains substantiels sur la sensibilité au signal sont réalisables en relâchant les coupures cinématiques de la sélection. La principale variable responsable de ces gains est la masse invariante de la paire de leptons la plus proche de la masse du boson  $Z$ .

La dernière partie de ce chapitre abordera ces optimisations des coupures cinématiques visant à améliorer la sensibilité de l'analyse pour les recherches à très basse masse dans les canaux quatre électrons et deux muons deux électrons. La mise en place de ces optimisations nécessitera également un travail sur le fond réductible  $Z$ +jets afin de le maintenir à un niveau acceptable.

## 6.2 La prise de données par ATLAS en 2011

De même que pendant l'année 2010, la prise de données en 2011 a été marquée par l'accroissement continu de la luminosité instantanée délivrée par le LHC aux expériences, passant de quelques  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  à  $3,5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . L'utilisation de trains de paquets espacés de 50 ns a ainsi permis de monter progressivement leur nombre à 1 380 par faisceau (dont 1 331 en collision dans ATLAS). Le  $\beta^*$  a également été réduit jusqu'à 1 m, et le nombre de protons par paquet a légèrement augmenté. La courbe montrant ainsi la luminosité acquise par ATLAS en 2011 est présentée sur la figure 6.1. Au total, ATLAS a enregistré  $5,25 \text{ fb}^{-1}$  de données, soit environ 6 % de moins que la luminosité délivrée par le LHC, ce qui est la même proportion qu'en 2010.

L'étalonnage préliminaire de la luminosité acquise suit la même méthodologie que celle appliquée avec succès sur les données de 2010 : réalisé à partir de scans de Van der Meer extrapolés aux données de collision, il a permis de la déterminer avec une incertitude de 3,7 % pour la première partie des données de 2011 [55]. L'extrapolation de ces résultats à l'ensemble des données accroît légèrement cette incertitude à 3,9 %, du fait de la prise en compte de l'empilement plus important dans les données acquises dans la deuxième partie de l'année (avec  $\beta^* = 1 \text{ m}$ ).

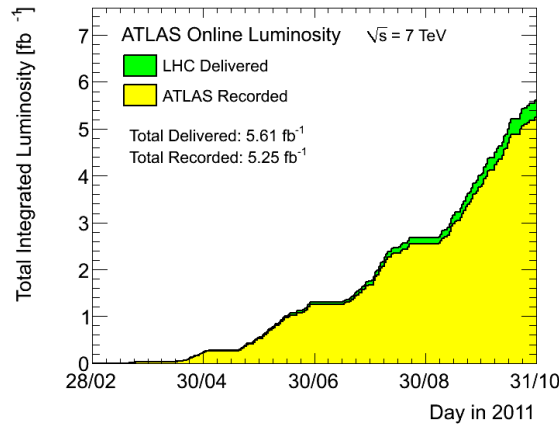


FIGURE 6.1 – Évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC en conditions de faisceaux stables (vert) et acquise par ATLAS (jaune) en fonction du temps, sur l'année 2011.

De même qu'en 2010, l'ensemble des données acquises par ATLAS n'est pas exploitable pour les analyses de physique, du fait de problèmes transitoires affectant les sous-détecteurs. La figure 6.2 montre ainsi l'efficacité (pondérée par rapport à la luminosité) de la prise de données de bonne qualité par les sous-détecteurs. Elle est extrêmement élevée, meilleure qu'en 2010, et d'environ 99 % ou mieux pour l'ensemble des sous-détecteurs à l'exception du calorimètre électromagnétique, qui en est à 97 %.

Celui-ci a cependant vu son efficacité croître d'environ 7 % par rapport à 2010. La raison en est une prise en compte plus fine des sursauts de bruit : lorsqu'il s'en produit un, au lieu de retirer un *lumiblock* complet de l'analyse, seuls les événements situés dans un intervalle d'une seconde autour du sursaut sont ignorés. La luminosité affectée au *lumiblock* concerné est alors corrigée en conséquence. Ceci permet de traiter correctement la grande majorité des sursauts de bruit. L'inefficacité restante du calorimètre électromagnétique est due à des sursauts non détectés, ou à des claquages d'alimentations haute tension.

ATLAS 2011 p-p run												
Inner Tracking			Calorimeters				Muon Detectors				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.8	99.6	99.2	97.5	99.2	99.5	99.2	99.4	98.8	99.4	99.1	99.8	99.3
Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 13 <sup>th</sup> and October 30 <sup>th</sup> (in %), after the summer 2011 reprocessing campaign												

FIGURE 6.2 – Efficacité de la prise de données (en %) pour chacun des sous-détecteurs d'ATLAS lors des collisions proton-proton en 2011.

### 6.3 Validation d'une nouvelle méthode de reconstruction des électrons

La reconstruction des traces chargées effectuée dans ATLAS fonctionne indifféremment quel que soit le type de la particule considérée. En particulier l'algorithme utilisé ne prend pas en compte les pertes d'énergie par Bremsstrahlung. Or les électrons, contrairement au reste des particules

chargées (plus lourdes), telles que les pions et les muons, peuvent perdre une part significative de leur énergie par rayonnement de freinage.

Les conséquences de l'absence de prise en compte du Bremsstrahlung sont une perte d'efficacité de reconstruction des électrons, en particulier à basse énergie où l'émission de rayonnement de freinage affecte significativement la courbure des électrons dans le champ magnétique du solénoïde, et une moins bonne estimation des paramètres des traces dans le plan de courbure comparativement aux muons et aux pions. Tout ceci conduit à une perte d'efficacité sur la sélection du signal dans les canaux de recherche du Higgs en quatre leptons comprenant des électrons.

Un effort a été mené pour intégrer un algorithme amélioré de reconstruction des électrons dans l'analyse Higgs en quatre leptons ; cette section décrit les performances de cette nouvelle méthode pour les électrons provenant de la désintégration de hadrons de saveurs lourdes. La maîtrise de ces performances est en effet importante pour comprendre les bruits de fond en  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ .

### 6.3.1 Reconstruction des électrons par l'algorithme dit GSF

Les pions et les muons perdent de l'énergie en traversant les couches du détecteur interne essentiellement par diffusion multiple. La fonction de densité de probabilité de la perte d'énergie résultante est gaussienne avec une bonne approximation. À l'inverse, la perte d'énergie par rayonnement de freinage suit au premier ordre une distribution de Bethe-Heitler [18], dont la forme est représentée sur la figure 6.3, et qui n'est absolument pas gaussienne.

La reconstruction des traces chargées dans ATLAS comprend deux étapes distinctes, qui font toutes deux intervenir l'hypothèse que la particule incidente est un pion. La première consiste à construire peu à peu une trace en y associant les coups mesurés dans les différents détecteurs du trajectographe. La prise en compte du Bremsstrahlung dès cette étape n'a pas été implémentée pour l'analyse de Higgs en quatre leptons avec les données 2011 ; en revanche elle l'a été pour la prise de données de 2012, où elle fait partie de la reconstruction standard des électrons.

La seconde étape consiste à ajuster une trace et ses paramètres à partir de l'ensemble des coups repérés à l'étape précédente comme appartenant à une même trace. Dans la reconstruction standard, cet ajustement est réalisé par un filtre de Kalman [97], qui détermine itérativement les paramètres de la trace en incorporant une à une les couches de détection. Ce filtre ne fonctionne cependant que lorsque les pertes d'énergies sont gaussiennes, d'où l'impossibilité de prendre en compte directement le rayonnement de freinage.

La solution retenue consiste à approximer la distribution de perte d'énergie par Bremsstrahlung par une somme pondérée de distributions gaussiennes. Une approximation avec six gaussiennes est ainsi présentée sur la figure 6.3. L'application d'un filtre de Kalman sur une telle PDF conduit à décrire une trace comme une somme pondérée de composantes, dont le nombre augmente exponentiellement avec le nombre de couches de détection prises en compte. Une procédure est en fait appliquée pour limiter ce nombre à une valeur raisonnable fixe. Cette approximation de la distribution de perte d'énergie par une somme de gaussiennes est utilisée pour l'ensemble des couches du détecteur à pixels et du SCT. Seule la diffusion multiple est encore considérée dans le TRT du fait de son homogénéité.

Lorsque l'ensemble des couches de détection a été pris en compte, la trace finalement retenue est alors la composante la plus probable de la somme. La matrice de covariance des paramètres de la trace est elle la somme pondérée des matrices de covariance des différentes composantes. L'algorithme d'ajustement des traces tel qu'il vient d'être décrit est nommé filtre à somme de gaussiennes (*Gaussian Sum Filter* ou GSF).

L'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons applique cet algorithme sur les traces obtenues par la reconstruction standard des électrons, et associées par un appariement lâche avec les amas (voir le paragraphe 4.1.1). La sélection de la meilleure trace associée à l'amas est alors refaite, de même que l'application des critères d'identification.

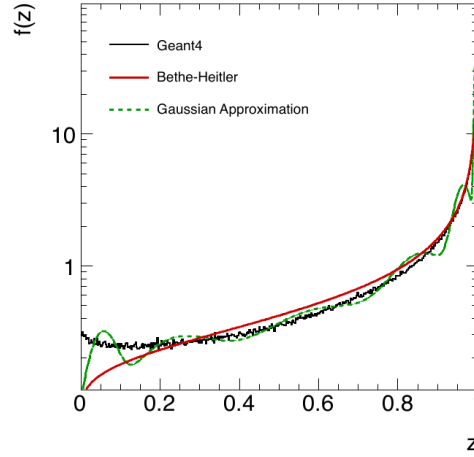


FIGURE 6.3 – Fonction de densité de probabilité d’émission de la perte d’énergie par rayonnement de freinage pour un électron traversant une couche de matière d’épaisseur  $0,02 X_0$  : dans le modèle de Bethe-Heitler (rouge), dans un modèle incorporant des corrections à haute énergie et implémenté dans GEANT [136] (noir), et dans une approximation constituée de la somme de six gaussiennes (vert).

### 6.3.2 Performances de l’algorithme GSF

Dans la mesure où seuls les électrons déjà existants voient leurs traces réajustées par l’algorithme GSF, l’efficacité de reconstruction des électrons de basse impulsion ne peut être améliorée par cette méthode. En revanche, des améliorations significatives sont attendues sur les paramètres de la trace dans le plan de courbure (paramètre d’impact, direction, impulsion). En conséquence, de petites augmentations de l’efficacité des critères d’identification sont aussi possibles puisqu’ils utilisent des sélections sur le  $\Delta\phi$  entre les traces et les amas, ou encore sur le rapport des énergies des amas sur l’impulsion des traces ( $E/p$ ).

Des études menées sur les électrons provenant de désintégrations de bosons  $Z$  ou de  $J/\psi$  ont mis en évidence l’ensemble de ces points par des études de simulations et des comparaisons entre simulations et données. Du point de vue de l’analyse de recherche du Higgs en quatre leptons, l’utilisation des électrons aux traces ajustées par l’algorithme GSF a montré dans la simulation une augmentation de l’efficacité de sélection d’environ 10 % dans le canal quatre électrons et le canal deux muons deux électrons (lorsque les électrons sont les leptons de plus basse impulsion), provenant essentiellement de l’amélioration de la détermination des paramètres d’impact.

Les paramètres des traces dans le plan transverse sont améliorées parce que les traces ajustées par le filtre de Kalman sont essentiellement hélicoïdales, alors que celles reconstruites par l’algorithme GSF peuvent avoir des ruptures de courbure au niveau des couches de détecteurs où un rayonnement de freinage est émis. Du fait de ces degrés de liberté supplémentaires, des biais dans l’ajustement ne sont pas à exclure *a priori* pour les électrons provenant des désintégrations de hadrons de saveurs lourdes, dans la mesure où ceux-ci ont naturellement un paramètre d’impact non nul lié à la distance de vol des hadrons  $B$ . Comme le paramètre d’impact est une variable importante pour rejeter les fonds  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  dans l’analyse Higgs en quatre leptons, l’absence de tels biais dans la reconstruction GSF doit être vérifiée.

### 6.3.3 Comparaison des algorithmes de reconstruction sur des simulations

Une première approche de la validation des performances de l’algorithme GSF consiste à comparer dans des simulations, les distributions caractéristiques des électrons reconstruits par

cet algorithme avec celles des électrons reconstruits par l'algorithme standard. Pour ce faire, des échantillons de type  $Z(\rightarrow ee)b\bar{b} + N$  partons générés par ALPGEN sont étudiés. Ils sont similaires à ceux utilisés pour l'analyse  $Z + b$ , à la différence près qu'ils ont été filtrés lors de la génération pour ne conserver que des événements ayant au moins trois leptons dans l'état final. Ils contiennent au total 360 000 événements, et sont ajoutés en tenant compte de leurs sections efficaces respectives.

Une sélection simple des électrons reconstruits est alors appliquée : ils doivent être dans l'acceptance du trajectographe ( $|\eta| < 2,47$ ), avoir une énergie transverse  $E_T > 7$  GeV, et surtout être appariés à un électron de la vérité Monte Carlo provenant de la désintégration d'un hadron lourd. Environ 81 000 électrons passent ces sélections dans les échantillons simulés. Le spectre en énergie transverse des électrons sélectionnés est présenté sur la figure 6.4 : il descend très rapidement, et les électrons considérés ont donc des impulsions faibles, essentiellement inférieures à 20 GeV.

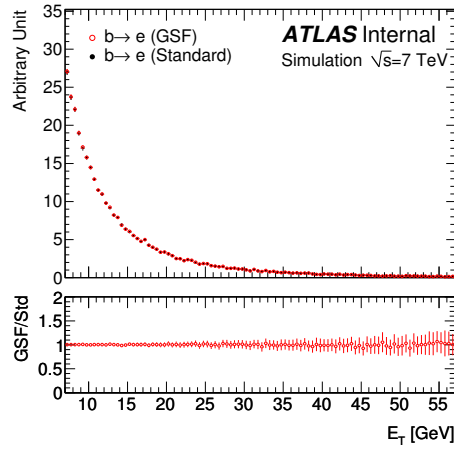


FIGURE 6.4 – Distribution de l'énergie transverse des électrons provenant de hadrons  $B$  étudiés pour les électrons reconstruits par l'algorithme standard (points noirs) et l'algorithme GSF (points rouges). Le rapport des deux spectres est également indiqué.

### Paramètres d'impact

Le paramètre d'impact transverse d'un électron ( $d_0$ ) est défini comme la distance d'approche de sa trace à la droite passant par le vertex primaire et parallèle au faisceau. Le paramètre d'impact longitudinal ( $z_0$ ) est ensuite défini comme la distance entre le vertex primaire et le péricée de la trace (c'est-à-dire le point où la distance d'approche est obtenue). Pour estimer correctement ces paramètres pour une trace donnée, la position du vertex primaire ne doit pas être biaisée. Pour ce faire, il est reconstruit en excluant spécifiquement la trace considérée.

La figure 6.5a présente ainsi une comparaison de la distribution de  $d_0$  obtenue pour les électrons de la reconstruction standard et ceux reconstruits par l'algorithme GSF. La spécificité des électrons de désintégration de hadrons lourds apparaît lorsqu'on compare cette distribution à la figure 6.5c. Celle-ci représente le  $d_0$  des électrons des désintégrations des bosons  $Z$  dans les mêmes échantillons. Afin de comparer des électrons aux énergies semblables, une sélection  $7 < E_T < 15$  GeV est appliquée sur ces électrons provenant des  $Z$ .

Ainsi, la distribution de  $d_0$  des électrons de désintégrations de hadrons  $B$  présente des queues qui signent le temps de vie des hadrons. Ces queues sont bien respectées par l'algorithme GSF, qui n'introduit donc pas de biais dans la détermination du  $d_0$ . Une autre façon de le vérifier consiste à examiner la différence entre le  $d_0$  reconstruit et le véritable  $d_0$  du hadron au niveau générateur (figure 6.5b). L'algorithme GSF fait montre de performances similaires à celles observées sur les

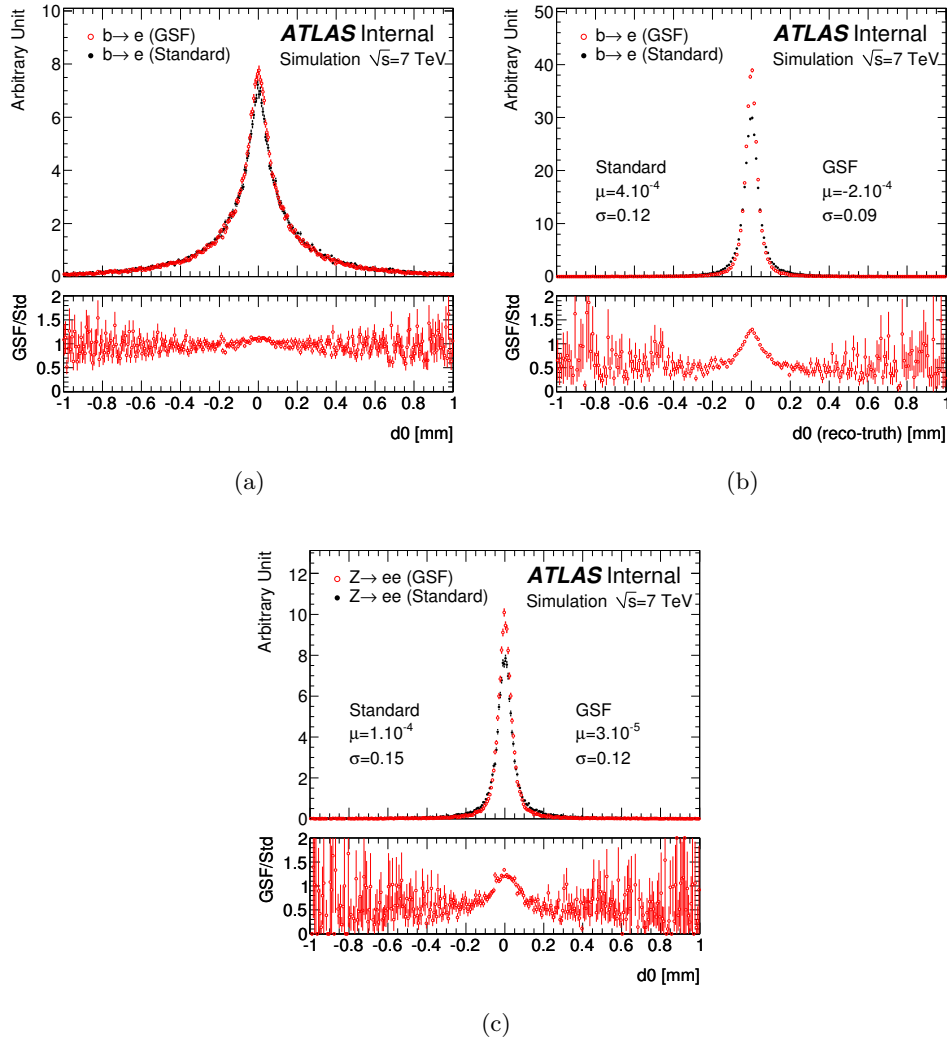


FIGURE 6.5 – (a) Distribution du paramètre d’impact transverse pour les électrons de la reconstruction standard (noir) et les électrons GSF (rouge). Le rapport des deux distributions est également présenté. (b) Distribution de la différence entre le  $d_0$  reconstruit et le  $d_0$  au niveau de la vérité Monte Carlo pour les électrons de saveurs lourdes. Les moyennes et écarts-types des deux distributions sont également indiquées. (c) Distribution du  $d_0$  pour les électrons provenant des désintégrations de bosons  $Z$ .



électrons de désintégrations de bosons  $Z$  : distribution toujours centrée sur 0, dont la largeur et les queues sont réduites. La comparaison des valeurs indiquées sur les figures 6.5b et 6.5c montre que l'amélioration de la résolution est similaire dans les deux cas.

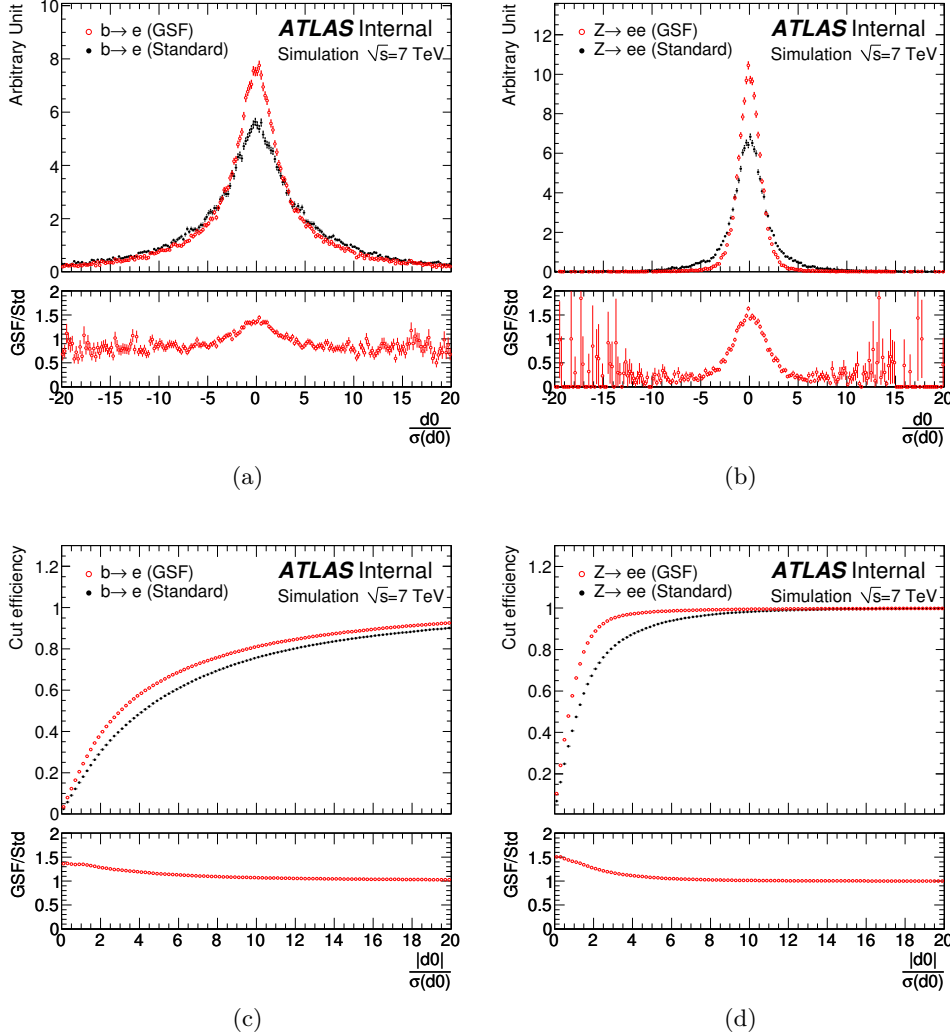


FIGURE 6.6 – Distributions de la signification du paramètre d’impact transverse pour les électrons de saveurs lourdes (a) et les électrons de  $Z$  d’énergie transverse inférieure à 15 GeV (b). Efficacités d’une coupure sur la signification du paramètre d’impact pour les électrons de saveurs lourdes (c) et les électrons de  $Z$  (d).

Du fait de l’amélioration de la résolution sur le paramètre d’impact, la distribution de sa signification, présentée sur la figure 6.6a, est plus piquée à 0 avec l’algorithme GSF, tandis que les queues de la distribution, caractéristiques du temps de vol des hadrons, sont préservées. Pour comparaison, la même distribution pour les électrons de  $Z$  montrée sur la figure 6.6b est encore plus piquée, et ses queues résiduelles disparaissent avec l’algorithme GSF.

L’importance de cette distribution vient de son utilisation dans l’analyse de recherche du Higgs en quatre leptons pour réduire les bruits de fond  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ . Les figures 6.6c et 6.6d montrent que pour une coupure fixée (à 6 dans l’analyse Higgs), l’utilisation de l’algorithme GSF augmente significativement l’efficacité de sélection du signal, mais réduit en revanche moins les fonds. Cela se comprend sur la figure 6.7 qui montre la réjection obtenue sur les électrons de saveurs lourdes en fonction de celle sur les électrons de  $Z$  pour les deux algorithmes. Pour une même réjection des

électrons de  $b$ , l'algorithme GSF permet une meilleure efficacité sur les électrons de  $Z$ . L'application d'une coupure à 6 diminue effectivement la réjection des électrons de  $b$  avec l'algorithme GSF, mais augmente significativement l'efficacité sur le signal. Cette valeur de coupure a été gardée pour l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons dans la mesure où, comme il sera montré à la section 6.4.4, elle suffit pour garder le bruit de fond  $Zb\bar{b}$  sous contrôle.

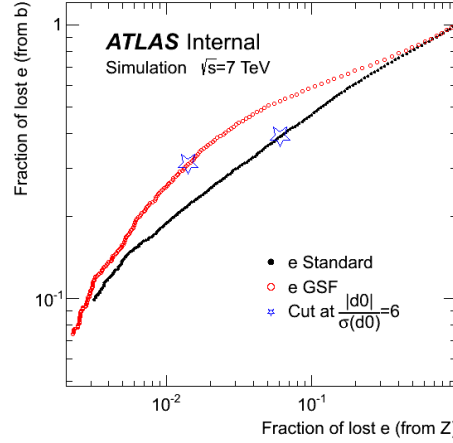


FIGURE 6.7 – Comparaison des performances des deux algorithmes sur la réjection des électrons de saveurs lourdes, en fonction de la réjection des électrons de  $Z$  après une coupure sur la signification du paramètre d'impact. Les valeurs obtenues en appliquant une coupure à 6 sont également montrées.

À l'inverse des distributions de  $d_0$ , les distributions du paramètre d'impact longitudinal,  $z_0$ , ne sont affectées que marginalement par l'utilisation de l'algorithme GSF. De petites différences avec l'algorithme standard (de l'ordre du pour-cent) sont présentes à grande rapidité, et sont dues pour partie à la non-uniformité du champ magnétique, qui n'est pas parfaitement unidimensionnel. Une autre explication, responsable d'une petite diminution des queues, est le changement dans un petit nombre de cas de la trace finalement associée à un électron après application de l'algorithme GSF.

### Variables cinématiques

L'amélioration des paramètres des traces dans le plan de courbure se reflète sur les distributions de la réponse de  $\phi$  et de  $q/p$  (charge sur impulsion), présentées sur la figure 6.8. La résolution sur  $\phi$  est significativement améliorée, avec en particulier une forte diminution des queues : cette coordonnée est correctement reconstruite par l'algorithme GSF y compris lorsqu'il y a une rupture dans la courbure de la trajectoire à cause du Bremsstrahlung. Ce même effet est visible sur la distribution de réponse de l'impulsion : lorsqu'il y a perte d'énergie par Bremsstrahlung, l'impulsion renvoyée par un ajustement par filtre de Kalman est intuitivement comprise entre l'impulsion initiale et l'impulsion finale de l'électron, donc systématiquement plus basse que l'impulsion initiale. Ainsi la reconstruction GSF, en plus de diminuer les queues de distribution, recentre la réponse autour de 0.

Comme l'énergie perdue en moyenne par les électrons par Bremsstrahlung dépend directement de la quantité de matière traversée, on s'attend à ce que la reconstruction GSF ait des effets plus importants dans les régions à grande pseudo-rapacité, où la quantité de matière présente dans le détecteur interne est plus importante. La figure 6.9 montre ainsi la réponse moyenne de  $q/p$  en fonction de  $\eta$  : la reconstruction par l'algorithme GSF rend bien cette distribution plus uniforme.

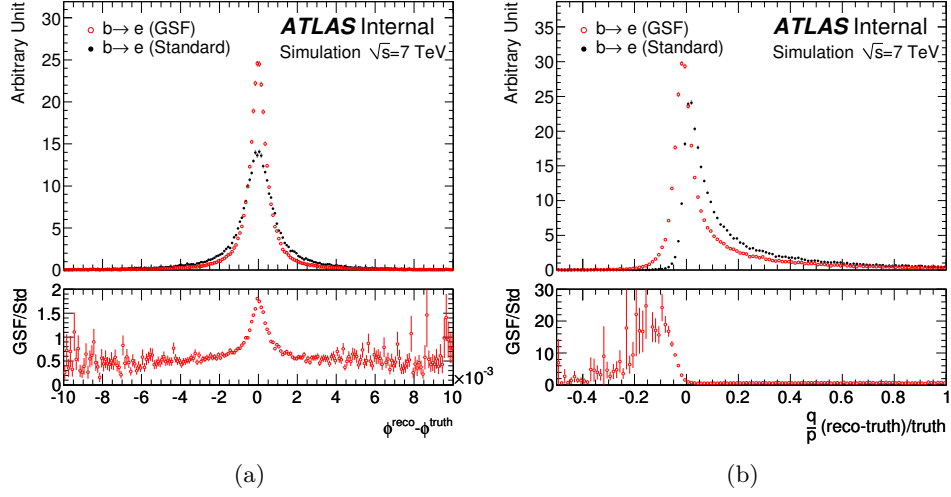


FIGURE 6.8 – (a) Différence entre la coordonnée  $\phi$  reconstruite et la vraie valeur pour les électrons de la reconstruction standard (noir) et ceux de la reconstruction GSF (rouge). (b) Réponse de la distribution de la charge divisée par l'impulsion ( $q/p$ ).

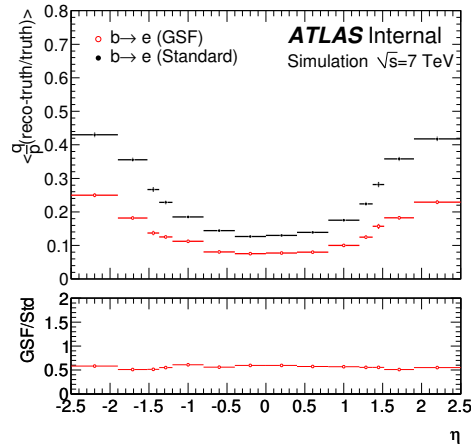


FIGURE 6.9 – Moyenne de la réponse en impulsion ( $q/p$ ) en fonction de la pseudo-rapacité, pour les électrons de la reconstruction standard (noir) et de la reconstruction GSF (rouge).

### Variables combinées

Conséquence des améliorations évoquées ci-dessus, les variables faisant intervenir à la fois les paramètres des traces dans le plan de courbure et les amas calorimétriques sont elles aussi modifiées. Il s'agit principalement de  $\Delta\phi_2$ , qui est la différence entre la coordonnée  $\phi$  d'un amas et celle de la trace, extrapolée dans le second compartiment du calorimètre, et du rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace ( $E/p$ ).

Avec la reconstruction GSF, ces deux distributions sont plus centrées autour de 0 et 1 respectivement, et leurs queues sont réduites. Elles sont également plus uniformes en fonction de  $\eta$ , preuve que l'algorithme GSF prend mieux en compte les effets de la matière traversée, dont la quantité augmente à grande pseudo-rapidité.

Les variables reliées aux paramètres longitudinaux de la trace, comme la différence entre le  $\eta$  d'un amas et celui de la trace extrapolée dans le second compartiment du calorimètre ( $\Delta\eta_2$ ), sont, elles, pratiquement inchangées par le nouvel ajustement.

À la suite des changements observés sur les variables combinées, les efficacités des critères d'identification des électrons sont elles aussi modifiées. Comme le montre la figure 6.10, les gains sont négligeables (en moyenne inférieurs au pour-cent) pour le critère *loose++*, qui n'a que des coupures lâches sur  $\Delta\phi_2$ . Ils sont en revanche plus appréciables (environ 2 %) avec le critère plus strict *tight++*, qui en plus de sélections plus sévères sur  $\Delta\phi_2$ , comporte également une coupure sur  $E/p$ . Dans la mesure où les distributions de  $\Delta\phi_2$  et de  $E/p$  ne sont pas uniquement mieux résolues, mais aussi recentrées, une nouvelle optimisation des coupures de sélection devrait être effectuée pour tirer au mieux parti de cette amélioration de la reconstruction.

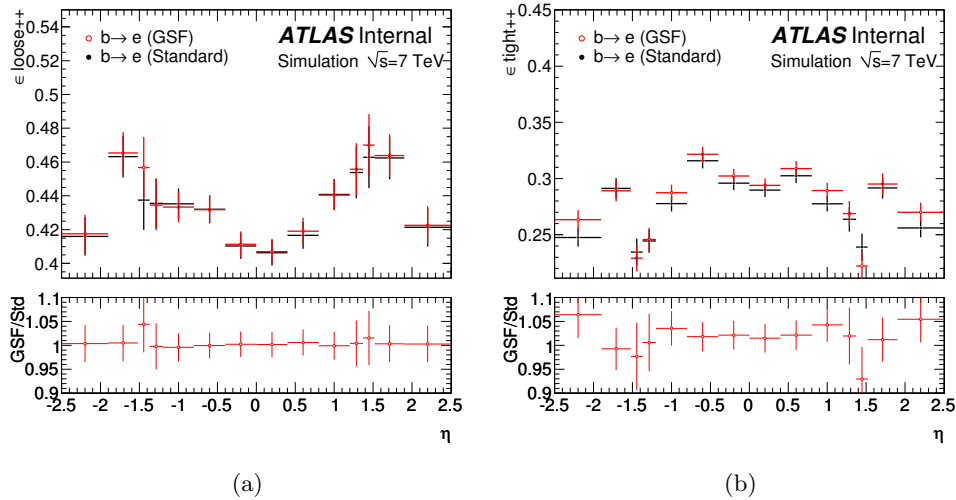


FIGURE 6.10 – Efficacités des critères d'identification *loose++* et *tight++* des électrons de désintégrations de saveurs lourdes en fonction de  $\eta$ , pour la reconstruction standard (noir) et la reconstruction GSF (rouge).

#### 6.3.4 Comparaison des algorithmes de reconstruction avec les données de 2011

Pour achever la validation des performances de la reconstruction GSF, les simulations sont comparées aux données acquises par ATLAS d'avril à août 2011. Après sélection des *lumblocks* pour lesquels l'ensemble des sous-détecteurs était opérationnel, la luminosité intégrée étudiée est de 2,0 fb<sup>-1</sup>. Dans la mesure où la reconstruction des électrons avec l'algorithme GSF est appliquée à la recherche du boson de Higgs en quatre leptons, la validation a été menée directement sur des états finals proches des bruits de fond à considérer :  $Z + b$  et  $t\bar{t}$ .

Le principe de l'étude consiste à sélectionner des événements  $Z$  et  $t\bar{t}$ , dans lesquels des jets  $b$  sont étiquetés. Les électrons (de la reconstruction standard et de la reconstruction GSF) dont la direction est proche des jets étiquetés sont alors sélectionnés, et leurs propriétés étudiées.

### Sélection des événements

La sélection des événements commence par l'application d'un critère de déclenchement au niveau du filtre d'événements, requérant au moins un lepton de haute impulsion :

- un électron de qualité *medium*, d'énergie transverse supérieure à 20 GeV pour la première partie des données puis 22 GeV pour les données du mois d'août ;
- ou un muon d'impulsion transverse supérieure à 18 GeV, ayant passé un seuil de déclenchement au premier niveau à 11 GeV pour les données prises à partir de la fin juillet au lieu de 10 GeV précédemment.

Un vertex primaire avec au moins trois traces associées doit également être reconstruit dans les événements.

La présence d'un boson  $Z$  se désintégrant en une paire de leptons est alors recherchée. Les électrons considérés sont reconstruits par les algorithmes standard, doivent être dans l'acceptance du détecteur interne ( $|\eta| < 2,47$ ), de haute impulsion ( $p_T > 20$  GeV), et de qualité *medium*. Comme mentionné au chapitre 4, les électrons sont rejetés s'ils sont trop affectés par des hautes tensions défailtantes, ou situés à proximité d'une zone  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1,5 \times 0,2$  du tonneau pour une partie des données. Les muons considérés sont les muons *combinés* ou *étiquetés* dans l'acceptance  $|\eta| < 2,5$ , d'impulsion  $p_T > 20$  GeV. Ils doivent laisser un nombre minimal de coups dans les différents sous-détecteurs du trajectographe, et avoir un paramètre d'impact transverse  $d_0 < 0,5$  mm. Un boson  $Z$  est alors reconstruit lorsqu'une paire de leptons de même saveur et de charges opposées est présente, et que la masse invariante de la paire est comprise dans une fenêtre de  $\pm 15$  GeV autour de la masse du  $Z$ .

Dans les événements où aucun boson  $Z$  n'est reconstruit, une recherche de paire  $t\bar{t}$  est effectuée. Pour obtenir une bonne pureté de la sélection, les événements sont recherchés dans le canal dilepton, où les bosons  $W$  se désintègrent en électron ou muon et neutrino. La sélection effectuée dans cette étude est proche de celle utilisée pour la mesure de section efficace  $\sigma_{t\bar{t}}$  [59].

Les électrons considérés doivent être dans l'acceptance  $|\eta| < 2,47$ , avoir une impulsion  $p_T > 25$  GeV et être de qualité *tight*. Ils doivent également être isolés : l'énergie déposée en-dehors de leur amas dans un cône  $\Delta R = 0,2$  autour d'eux doit être inférieure à 3,5 GeV. Les muons doivent pour leur part suivre les mêmes sélections que pour la recherche d'un boson  $Z$ , mais doivent en plus être isolés à la fois dans les calorimètres (énergie déposée dans un cône  $\Delta R = 0,2$  inférieure à 4 GeV) et dans le détecteur interne (somme des impulsions des traces autres dans un cône  $\Delta R = 0,2$  autour de la trace du muon inférieure à 4 GeV).

Une paire de leptons de charges opposées, de masse invariante supérieure à 15 GeV, est alors requise. Si les leptons sont de même saveur, un veto de la fenêtre à  $\pm 15$  GeV autour de la masse du  $Z$  est effectué. Cette sélection est ainsi orthogonale à la sélection des événements  $Z$ . L'analyse considère ensuite les jets reconstruits par l'algorithme anti- $k_T$  de paramètre 0,4, compris dans l'acceptance  $|\eta| < 2,5$  et séparés des leptons de la paire par au moins  $\Delta R = 0,3$ . Si un tel jet, d'impulsion transverse  $p_T > 20$  GeV, est considéré comme provenant d'un bruit de fond non collisionnel, l'événement est rejeté pour éviter toute mauvaise mesure de l'énergie transverse manquante. De même un événement est rejeté s'il contient un jet d'impulsion  $p_T > 25$  GeV est proche de la zone défailtante du calorimètre lors de la période affectée par ce problème.

L'événement doit ensuite contenir au moins deux jets d'impulsion  $p_T > 25$  GeV. Si les leptons sont de même saveur, une coupure à 40 GeV est appliquée sur l'énergie transverse manquante. S'ils sont de saveurs opposées, une coupure est effectuée sur la somme des énergies transverses des

leptons et des jets sélectionnés  $H_T > 140$  GeV. Un événement passant l'ensemble de ces sélections est considéré comme un candidat  $t\bar{t}$ .

Dans les événements  $Z$  et  $t\bar{t}$ , on sélectionne ensuite les jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV étiquetés par l'algorithme *IP3D+JetFitter*, pour lequel la valeur de coupure utilisée donne une efficacité d'étiquetage de 70 % sur des simulations  $t\bar{t}$ . On étudie enfin les électrons reconstruits par l'algorithme standard ou l'algorithme GSF, d'énergie transverse supérieure à 7 GeV, dans l'acceptance  $|\eta| < 2,47$  privée de la zone de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique  $1,37 < |\eta| < 1,52$ , et appariés par un critère lâche aux jets sélectionnés ( $\Delta R < 0,5$ ).

### Simulations utilisées

Du fait de la similitude des états finals, les échantillons de simulations utilisés pour cette étude sont essentiellement communs avec l'analyse  $Z + b$ . Les événements  $Z$  sont simulés par ALPGEN, où six échantillons de type  $Z + N$ partons et quatre échantillons de type  $Zb\bar{b} + N$ partons sont additionnés pour chaque canal de désintégration. Les échantillons  $Zb\bar{b}$  sont cependant filtrés à la génération pour ne conserver que des événements ayant au moins trois leptons dans l'état final. De même que dans l'analyse  $Z + b$ , les événements des échantillons  $Z + N$ partons comprenant une paire de quarks  $b$  proches sont conservés, tandis qu'ils sont rejetés si les quarks  $b$  sont éloignés. La sélection complémentaire est appliquée aux événements  $Zb\bar{b} + N$ partons. Dans les figures à venir,  $Z$ +jets désigne les événements des échantillons  $Z + N$ partons sans distinction de la présence de quarks  $b$  ou non : ces distributions contiennent donc une petite fraction de signal, bien qu'elles soient dominées par les jets légers.

Pour tenir compte des résultats présentés au chapitre 5, les échantillons  $Zb\bar{b}$  voient leur section efficace multipliée par un facteur 1,4 au moment de l'addition de ces échantillons avec les  $Z + N$ partons, de manière à obtenir un rapport de sections efficaces  $Z + b/Z$  proche de celui estimé avec MCFM. Comme pour l'analyse  $Z + b$ , la somme des échantillons est alors renormalisée à la section efficace du  $Z$  inclusif calculée au NNLO.

Les événements  $t\bar{t}$  sont simulés par MC@NLO. L'échantillon obtenu est normalisé à la section efficace calculée au NNLO approché [121].

Les échantillons des bruits de fond potentiels (dibosons  $ZZ$ ,  $WZ$  et  $WW$ , top célibataire,  $Z \rightarrow \tau\tau$ ) n'ont pas été reconstruits avec l'algorithme GSF et sont donc ignorés dans cette étude. De même, la contribution du bruit de fond multijet n'est pas déterminée.

### Résultats

Les nombres d'électrons reconstruits par l'algorithme standard et sélectionnés par les deux jeux de coupures décrites précédemment sont reproduits dans la table 6.1 pour différents critères d'identification. Les nombres d'électrons reconstruits par l'algorithme GSF sont pratiquement identiques : les gains d'efficacité des critères d'identification *loose++* et *medium++* observés dans les simulations étant inférieurs au pour-cent, ne sont pas mesurables avec ces sélections.

Un désaccord d'environ 20 % entre données et simulations est observé pour les deux sélections. Une conjonction de plusieurs facteurs explique probablement cette différence. Le premier d'entre eux est l'absence de la simulation des bruits de fond électrofaibles et du fond multijets, qui explique certainement une part importante de la différence. Un autre facteur est la connaissance de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  (pour les deux sélections) et de la réjection des jets légers (essentiellement pour la sélection  $Z + b$ ) : elles sont connues avec une précision de 6 à 9 % pour l'étiquetage et d'environ 13 % pour la réjection, mais ces nombres concernent les jets de manière inclusive. Ici, la présence d'électrons proches de jets étiquetés est une topologie particulière pour laquelle ces incertitudes peuvent être sous-estimées. Enfin, pour la sélection de paires de quarks top, une partie

Qualité		Sélection $t\bar{t}$	Sélection $Z + b$
Reconstruit	données	5099	9946
	simulations	4169	6404
	pureté (%)	8,1	8,7
$loose++$	données	121	369
	simulations	93,0	297
	pureté (%)	66	57
$medium++$	données	66	191
	simulations	52,2	169,1
	pureté (%)	92	84

TABLE 6.1 – Comparaison des nombres d'électrons retenus par la sélection d'événements  $t\bar{t}$  et  $Z + b$  dans les données et dans la simulation, pour les différents critères de qualité (aucun,  $loose++$  et  $medium++$ ). La pureté dans la simulation des électrons provenant effectivement de désintégrations de hadrons lourds est également indiquée.

de la différence peut également provenir de difficultés dans la description de l'énergie transverse manquante dans les simulations.

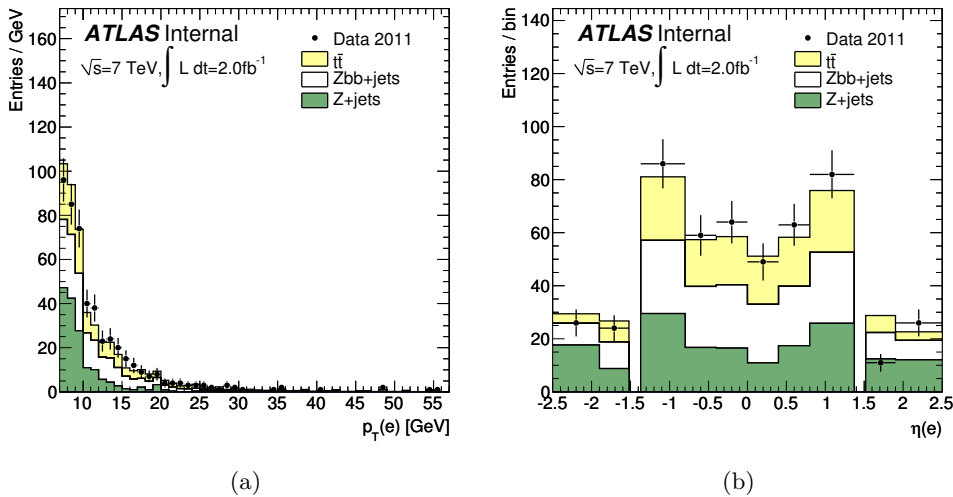


FIGURE 6.11 – Spectre (a) et distribution en pseudo-rapidité (b) des électrons sélectionnés de qualité  $loose++$ . Les ruptures du spectre à 10 et 15 GeV s'expliquent par des changements dans les coupures du critère  $loose++$  à ces énergies.

Cela étant dit, le but de cette étude étant de comparer les distributions relatives aux traces des électrons reconstruits par l'algorithme GSF, à celles des électrons reconstruits par l'algorithme standard, il suffit essentiellement de vérifier que les formes des distributions sont correctement reproduites. Dans la suite, la somme des distributions Monte Carlo est donc normalisée aux données.

La table 6.1 présente également la pureté des échantillons en électrons provenant effectivement de la désintégration de hadrons lourds. Il faut demander au moins une qualité  $loose++$  pour les électrons pour obtenir une pureté raisonnable, de l'ordre de 60 %. Le critère  $medium++$  permet d'obtenir une pureté proche de 90 %, mais pour environ 25 % d'électrons de saveurs lourdes en moins. Les distributions suivantes ont été établies avec des électrons de qualité  $loose++$ , dans la

mesure également où ce critère est celui utilisé dans l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons. L'accord entre données et Monte Carlo est tout à fait similaire pour les électrons de qualité *medium++*; les figures réalisées avec ces électrons sont présentées dans l'appendice B.

Le spectre et la distribution en pseudo-rapidité des électrons sélectionnés de qualité *loose++* sont présentés sur la figure 6.11. Les électrons étudiés sont concentrés principalement dans le tonneau, et ont des impulsions basses, essentiellement inférieures à 15 GeV. Les ruptures visibles dans le spectre à 10 et 15 GeV s'expliquent par des modifications des valeurs de coupures utilisées pour le critère de qualité *loose++* à ces énergies.

La figure 6.12 présente ainsi des comparaisons entre données et simulations pour la distribution du paramètre d'impact transverse et la distribution de sa signification, pour la reconstruction standard des électrons et la reconstruction GSF. L'accord entre simulations et données est aussi bon dans les deux cas. Le comportement de la reconstruction GSF observé dans les simulations est respecté, à savoir que la distribution de paramètre d'impact est assez insensible au changement de reconstruction, tandis que la distribution de sa signification est plus piquée, signe d'une meilleure résolution sur le paramètre d'impact.

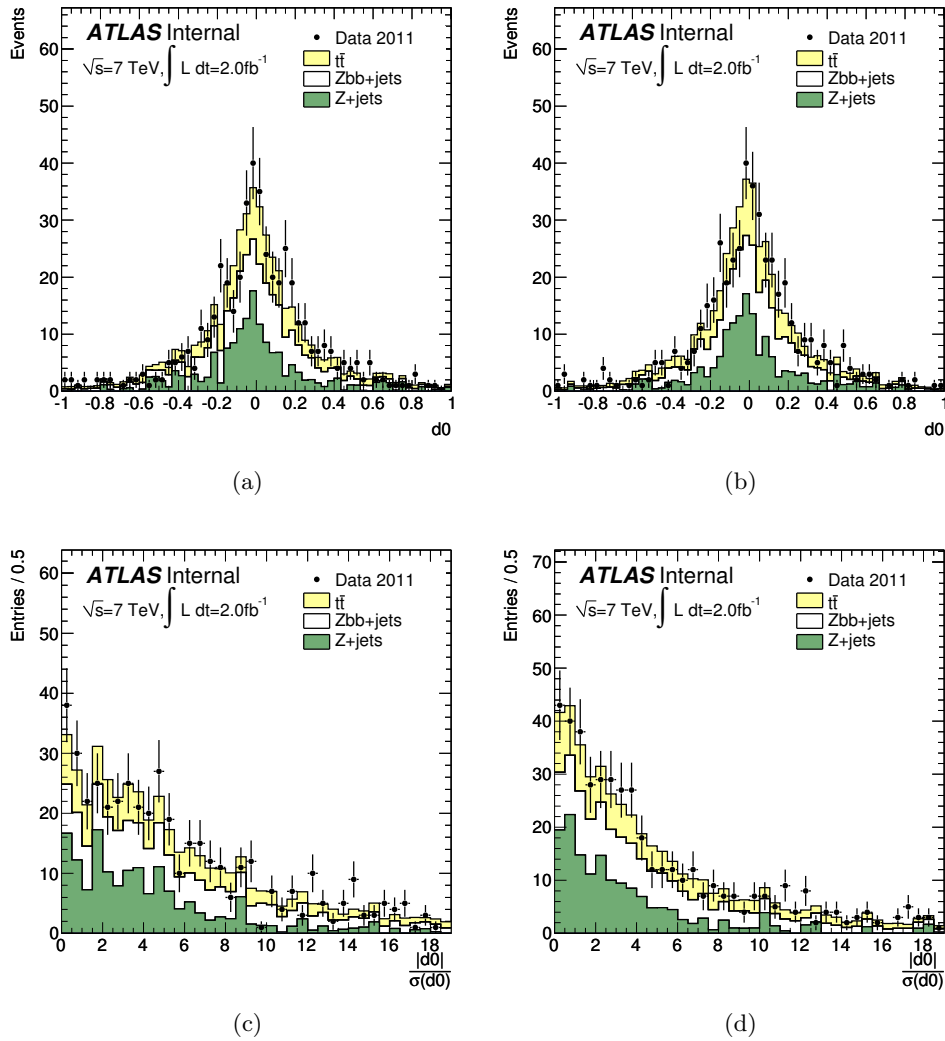


FIGURE 6.12 – Comparaisons entre simulations et données pour les électrons de la reconstruction standard (gauche) et de la reconstruction GSF (droite). (a) et (b) : Distribution du paramètre d'impact transverse. (c) et (d) : Distribution de la signification du paramètre d'impact.



La figure 6.13 montre les mêmes comparaisons pour les autres paramètres des traces des électrons : directions et impulsion. Pour les étudier, des distributions combinant les mesures des traces et celles des amas sont utilisées. Dans tous les cas, l'accord entre simulations et données est aussi bon pour la reconstruction avec l'algorithme GSF que pour la reconstruction standard.

La distribution du rapport entre les énergies des amas et les impulsions des traces est recentrée autour de 1 avec l'algorithme GSF et semble avoir une meilleure résolution. Pour étudier les changements sur la coordonnée  $\phi$ , la différence entre le  $\phi$  de l'amas considéré et celui de la trace extrapolée à l'amas, multipliée par la charge de l'électron, est utilisée. La distribution montre un recentrage autour de 0 avec l'algorithme GSF, ainsi qu'une réduction de l'asymétrie entre les queues positive et négative. Enfin, dans la direction longitudinale, la distribution de la différence entre la coordonnée  $\eta$  du barycentre de l'amas dans le premier compartiment du calorimètre et celle de la trace extrapolée vers ce compartiment est utilisée. Aucune différence significative entre les deux reconstructions n'est observée.

### 6.3.5 Conclusions sur les performances de l'algorithme GSF pour les électrons de désintégration de hadrons lourds

En attendant une prise en compte du Bremsstrahlung au niveau de la création des traces, qui sera effective avec la prise de données 2012, l'algorithme d'ajustement GSF a été mis en place dans l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons pour améliorer les paramètres des traces des électrons déjà reconstruits, et ainsi augmenter l'efficacité de sélection du signal dans les canaux comprenant des électrons.

L'essentiel de cette augmentation provenant de l'amélioration de la résolution des paramètres d'impact, la reconstruction des électrons par l'algorithme GSF doit être étudiée sur les électrons de désintégration de saveurs lourdes pour maîtriser les bruits de fond comprenant ce type d'électrons :  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ .

Les études menées tant sur les simulations qu'en comparant simulations et données montrent que les performances de la reconstruction GSF sont similaires pour les électrons de saveurs lourdes à celles obtenues pour des électrons prompts, sans qu'aucun problème particulier n'apparaisse. En particulier la résolution sur le paramètre d'impact transverse est améliorée tout en respectant l'existence d'un paramètre d'impact non nul pour ces électrons. Cela implique une baisse de la réjection des bruits de fond au Higgs.

L'ajustement des traces par l'algorithme GSF améliore plus généralement les performances des paramètres des traces dans le plan de courbure, c'est-à-dire la coordonnée  $\phi$  et l'impulsion, pour lesquels la réponse devient également plus uniforme en  $\eta$  du fait de la meilleure prise en compte de la perte d'énergie dans la matière traversée. Si ces améliorations ne se manifestent pas pour l'instant par une augmentation des efficacités des critères de qualité (en particulier *loose++*), ceux-ci pourront à l'avenir être optimisés pour tirer parti de ce meilleur accord entre les paramètres des traces et ceux des amas calorimétriques.

## 6.4 Recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons avec $4,8 \text{ fb}^{-1}$ de données

Les limites d'exclusion sur la masse du boson de Higgs obtenues en combinant les résultats des recherches d'ATLAS et de CMS avec la première partie de l'année 2011 ont été montrées au chapitre 1 : la plage de 146 à 443 GeV est presque entièrement exclue à 95 % de niveau de confiance. Si le canal de désintégration en  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  est le plus sensible sur un large intervalle en masse, le canal  $ZZ \rightarrow 4\ell$  joue également un rôle important, et l'analyse des données d'ATLAS a permis d'exclure trois régions en masse (191–197 GeV, 199–200 GeV and 214–224 GeV) avec ce canal uniquement.

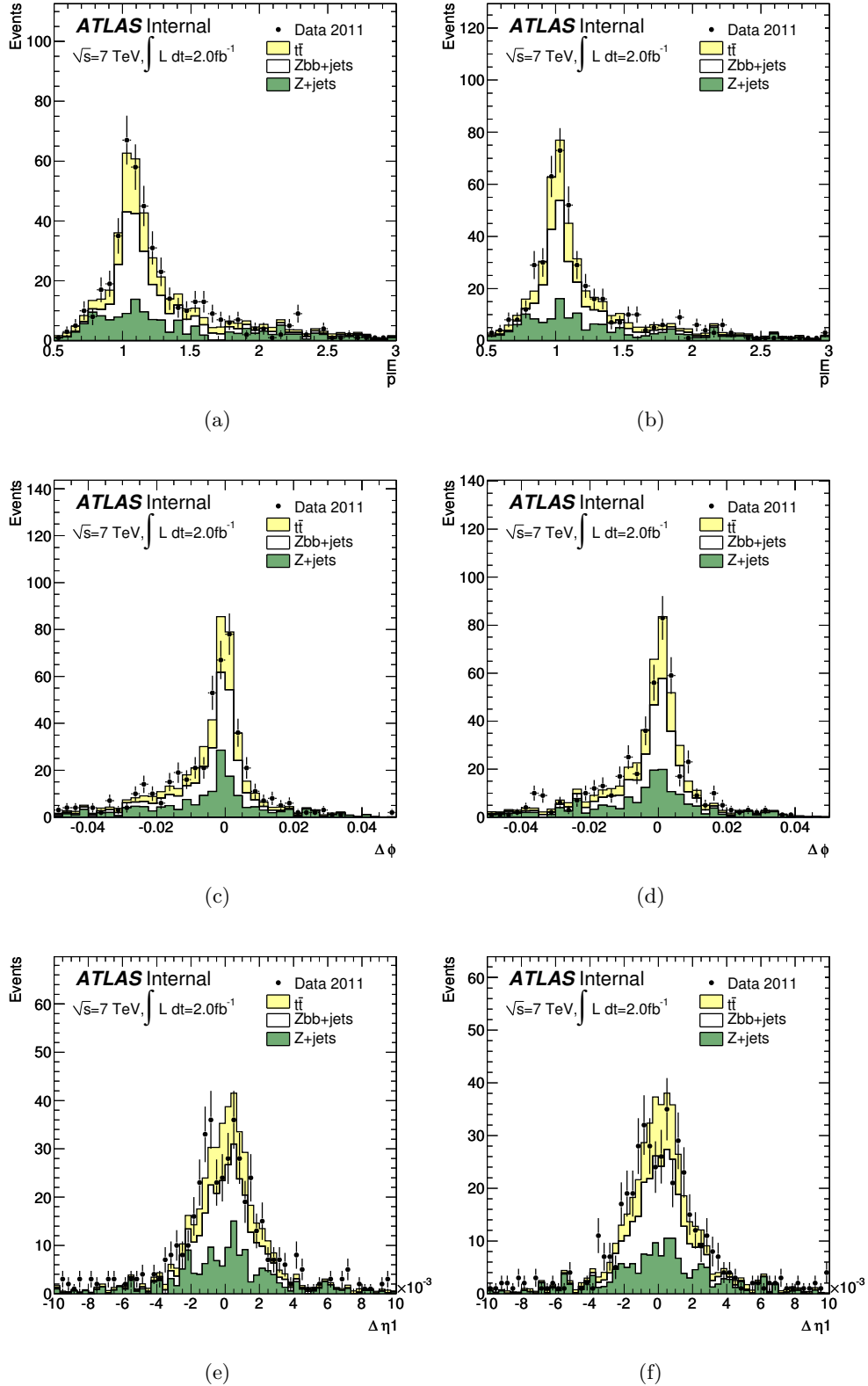


FIGURE 6.13 – Comparaisons entre simulations et données pour les électrons de la reconstruction standard (gauche) et de la reconstruction GSF (droite). (a) et (b) : Distribution du rapport entre l'énergie des amas et les impulsions des traces ( $E/p$ ). (c) et (d) : Distribution de la différence entre les paramètres  $\phi$  des traces et des amas. (e) et (f) : Distribution de la différence entre les paramètres  $\eta$  des amas (calculés dans le premier compartiment du calorimètre) et des traces.

Bien que la section efficace de production du boson de Higgs dans le canal quatre leptons soit faible, sa bonne sensibilité provient de l'excellente résolution sur sa masse réalisée lorsque les leptons de l'état final sont des muons ou des électrons. Cette section présente l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons avec l'ensemble des données accumulées par ATLAS en 2011, où les leptons considérés sont des électrons ou des muons. Trois états finals sont donc présents : quatre électrons, deux électrons et deux muons, et quatre muons.

### 6.4.1 Données de collisions et simulations

#### Données et critères de déclenchement utilisés

De même qu'en 2010, l'augmentation dans le courant de l'année 2011 de la luminosité instantanée délivrée par le LHC a imposé l'utilisation de critères de déclenchement de plus en plus élevés pour maintenir un taux d'événements acceptés par le filtre d'événements fixe.

La voie de déclenchement la plus lâche à un seul électron est ainsi progressivement passée d'un seuil à 20 GeV pour un électron de qualité *medium* à un seuil à 22 GeV pour un électron de qualité *medium++*, où des coupures d'isolation hadroniques et des seuils en  $E_T$  dépendants de  $\eta$  ont été appliqués au premier niveau de déclenchement.

Pour la voie de déclenchement à un seul muon, le seuil est resté à 18 GeV au filtre d'événements, mais est passé de 10 à 11 GeV au premier niveau de déclenchement.

Compte tenu des faibles sections efficaces en jeu, l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons essaie d'utiliser des sélections sur les  $p_T$  des leptons les plus bas possibles pour maximiser l'efficacité de sélection. De ce point de vue, les seuils des voies de déclenchement à un seul lepton sont assez élevés, en particulier dans la voie électron. Ces seuils sont donc complétés par des voies à deux leptons pour maximiser l'efficacité de déclenchement par rapport aux sélections sur les leptons reconstruits.

Les voies à deux leptons utilisées comprennent soit deux électrons d'énergie transverse supérieure à 12 GeV de qualité *medium*, soit deux muons d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV.

Afin de maximiser la luminosité analysée pour cette étude, des listes de bons *lumiblocks* différentes ont été utilisées dans les canaux quatre électrons ( $4e$ ) d'une part, et quatre muons ( $4\mu$ ) et deux électrons deux muons ( $2e2\mu$ ) d'autre part : une recherche en quatre électrons ne requiert en effet que le bon fonctionnement du détecteur interne et des calorimètres, sans présumer de l'état du spectromètre à muons. La réciproque n'est cependant pas vraie : la recherche dans le canal quatre muons requiert le bon fonctionnement du calorimètre pour s'assurer du calcul correct des isolations des muons. Ainsi définies, les luminosités analysées sont de  $4,91 \text{ fb}^{-1}$  pour le canal  $4e$  et de  $4,81 \text{ fb}^{-1}$  dans les autres canaux.

La table 6.2 résume les différents seuils de déclenchement utilisés pour l'année 2011 avec la luminosité leur correspondant dans les différents canaux de recherche.

#### Simulations Monte Carlo

Le signal de Higgs dans ses différentes voies de production et les bruits de fond considérés pour sa recherche dans le canal quatre leptons sont simulés par différents générateurs Monte Carlo, les événements générés étant ensuite interfacés avec une simulation complète du détecteur ATLAS. Ils sont alors reconstruits par les mêmes algorithmes que ceux employés sur les données afin d'être directement comparables.

Au chapitre 1 les calculs les plus récents de la production du boson de Higgs dans les différents canaux ont été mentionnés. Ces calculs sont utilisés pour normaliser les prédictions des générateurs employés dans l'analyse. La section efficace de la production par fusion de gluons utilisée est donc au NNLO et NNLL pour les corrections de QCD et au NLO pour les corrections électrofaibles. La production par fusion de bosons vecteurs est normalisée au NLO pour les corrections électrofaibles et NNLO approché pour les corrections de QCD. Enfin la production associée à un boson vecteur

Période de données	I	II	III	IV
Voie 1 électron	20 GeV <i>medium</i>	<i>idem</i>	20 → 22 GeV	<i>medium++</i> isol. hadr. au L1
Voie 2 électrons	12 GeV <i>medium</i>	<i>idem</i>	5 → 10 GeV au L1	isol. hadr. au L1
Voie 1 muon	18 GeV	10 → 11 GeV au L1	<i>idem</i>	<i>idem</i>
Voie 2 muons	10 GeV	<i>idem</i>	<i>idem</i>	<i>idem</i>
Luminosité 4e (fb <sup>-1</sup> )	1,57	0,23	0,61	2,50
Luminosité 4μ et 2e2μ (fb <sup>-1</sup> )	1,55	0,23	0,60	2,43

TABLE 6.2 – Voies de déclenchement utilisées dans l’analyse dans les différentes périodes de prises de données, avec les luminosités correspondantes dans les canaux de recherche.

est normalisée au NNLO pour les corrections de QCD et au NLO pour les corrections électrofaibles. La production associée à une paire  $t\bar{t}$ , dont la section efficace est inférieure de plus de deux ordres de grandeur à la production par fusion de gluons, est ignorée dans l’analyse.

Le rapport d’embranchement en quatre leptons du signal utilisé est celui prédit par le programme Prophecy4f [22, 23], qui inclut l’ensemble des corrections de QCD et électrofaibles au NLO.

La production par fusion de gluons et celle par fusion de bosons vecteurs sont simulées par le générateur POWHEG, qui est interfacé avec PYTHIA pour faire évoluer les gerbes de partons et réaliser l’hadronisation des partons ainsi produits. PYTHIA utilise à son tour PHOTOS [103] pour les radiations électromagnétiques dans l’état final. Pour la production par fusion de gluons, le spectre de l’impulsion du Higgs généré par POWHEG est renormalisé comme indiqué au chapitre 1 à la prédiction du programme HqT [85], qui comprend les corrections au NLO et NNLL de ce spectre.

La production associée à un boson vecteur ( $W$  ou  $Z$ ) est assurée par PYTHIA.

Le fond irréductible  $ZZ$  est simulé par PYTHIA au LO. Il a été montré au chapitre 1 que l’inclusion des ordres supérieurs, en particulier des diagrammes en voie  $s$  au NLO, modifie significativement le spectre de la masse invariante des quatre leptons à basse masse. Pour en tenir compte, ce spectre de masse invariante généré par PYTHIA est renormalisé à la prédiction de MCFM, qui tient compte de ces diagrammes en voie  $s$ , mais également des termes dominants de la production par fusion de gluons. Les événements générés par PYTHIA sont filtrés pour ne conserver que ceux ayant au moins trois leptons ( $e$  ou  $\mu$ ) de plus de 5 GeV dans l’état final, chaque boson  $Z$  pouvant se désintégrer en paire d’électrons, muon ou tau.

Les bruits de fond  $Z$ +jets, incluant  $Zb\bar{b}$ , sont générés par ALPGEN de la même manière que pour l’analyse  $Z + b$  : les échantillons  $Z + N$ partons et  $Zb\bar{b} + N$ partons sont générés séparément, et une procédure basée sur la séparation angulaire entre les quarks  $b$  est utilisée pour supprimer les double-comptages entre production par éléments de matrice ou dans la gerbe de partons. Les échantillons disponibles pour  $Zb\bar{b}$  sont filtrés au niveau générateur pour ne conserver que les événements passant l’un de deux critères : soit au moins quatre leptons de plus de 5 GeV dans l’état final, tels qu’il y ait une paire de masse invariante supérieure à 60 GeV et une autre de masse invariante supérieure à 12 GeV, soit au moins trois leptons d’impulsion supérieure à 5 GeV dans l’état final.

La section efficace du  $Z$  inclusif est normalisée à la prédiction théorique au NNLO [11]. La section efficace des échantillons  $Zb\bar{b}$  est quant à elle normalisée de sorte que le rapport  $\sigma_b/\sigma_Z$  étudié dans l’analyse  $Z + b$  soit égal à la prédiction de MCFM mentionnée dans le chapitre 5.

Enfin, le bruit de fond  $t\bar{t}$  est, comme dans les études précédemment détaillées dans ce manuscrit, généré par MC@NLO, et sa section efficace est normalisée à celle calculée au NNLO approché [121].

ALPGEN et MC@NLO sont interfacés avec HERWIG pour réaliser l’hadronisation des partons et JIMMY pour la simulation de l’événement sous-jacent et des interactions multiples de partons.

La table 6.3 résume les échantillons et les sections efficaces correspondantes utilisées dans l’analyse.

Processus	Générateur	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	Ordre
$H \rightarrow 4\ell$ 130 GeV	voir texte	$3,05 \cdot 10^{-3}$	voir texte
$H \rightarrow 4\ell$ 150 GeV	voir texte	$4,53 \cdot 10^{-3}$	voir texte
$H \rightarrow 4\ell$ 200 GeV	voir texte	$6,90 \cdot 10^{-3}$	voir texte
$H \rightarrow 4\ell$ 400 GeV	voir texte	$2,62 \cdot 10^{-3}$	voir texte
$H \rightarrow 4\ell$ 600 GeV	voir texte	$0,48 \cdot 10^{-3}$	voir texte
$Z \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$ ( $m_{\ell\ell} > 40$ GeV)	ALPGEN 2.13	1 036	NNLO [11]
$Z \rightarrow \ell\ell + b\bar{b} + \text{jets}$ ( $m_{\ell\ell} > 40$ GeV, filtre 3 leptons)	ALPGEN 2.13	2,13	NLO [69]
$t\bar{t}$ , désintégration semi-lep. ou dilep.	MC@NLO 3.1.3.1	90,4	NNLO appr. [121]
$ZZ$ , au moins un $Z \rightarrow \ell\ell$	PYTHIA 6.421	14,4	NLO [31]

TABLE 6.3 – Échantillons simulés utilisés dans l’analyse, et sections efficaces auxquelles ils sont normalisés. Pour le signal de Higgs seules quelques masses de référence sont indiquées, et la section efficace notée correspond à la somme des modes de production et à la désintégration en quatre leptons ( $e$  ou  $\mu$ ).

### 6.4.2 Sélection des événements

Le principe de la sélection des événements dans la recherche du Higgs en quatre leptons est simple : il s’agit de sélectionner deux paires de leptons de même saveur, chacune compatible avec la masse au pôle du  $Z$  si la masse du quadruplet est supérieure au seuil de production  $ZZ$ , et des coupures plus lâches en-dessous. Les nombres d’événements attendus étant faibles, en particulier à basse masse, une haute efficacité de sélection est primordiale, et pour ce faire les coupures sur les leptons doivent être suffisamment lâches, tout en permettant de rejeter efficacement les bruits de fond.

La sélection des événements commence par demander la présence d’un vertex primaire formé d’au moins trois traces dans un événement.

#### Sélection des leptons

Comme expliqué précédemment, les électrons considérés pour cette analyse ont leurs traces ajustées par l’algorithme GSF. L’énergie transverse de leur amas calorimétrique doit être supérieure à 7 GeV, et ils doivent être dans l’acceptance  $|\eta| < 2,47$ . La région de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du calorimètre n’est pas exclue de l’analyse malgré une résolution dégradée (environ 30 %) afin de maximiser l’acceptance. Pour la même raison, seul le critère d’identification *loose++* est appliqué sur ces électrons. Enfin, une coupure lâche à 1 cm sur le paramètre d’impact longitudinal est appliquée.

La sélection des muons témoigne également de la volonté de maximiser l’acceptance de la mesure. Les muons *combinés* et les muons *étiquetés* sont considérés, lorsque leur impulsion transverse est supérieure à 7 GeV et que leurs traces dans le détecteur interne ont un nombre minimum de coups dans chacun des sous-détecteurs. Une coupure en  $|\eta|$  à 2,7 est appliquée, même si seul un petit nombre de muons peut être reconstruit au-delà de l’acceptance nominale du détecteur interne ( $|\eta| < 2,5$ ) du fait de la présence de quelques roues de détecteurs à pixels ou de SCT au-delà. Enfin,

$m_{4\ell}$ (GeV)	$\leq 120$	130	140	150	160	168	180	190	$\geq 200$
Seuil sur $m_{34}$ (GeV)	15	20	25	30	30	35	40	50	60

TABLE 6.4 – Valeur minimale de  $m_{34}$  pour la sélection d'un quadruplet, en fonction de  $m_{4\ell}$ . Pour les masses situées entre celles présentées ici, la valeur de coupure est obtenue par interpolation linéaire.

des coupures lâches sont appliquées sur les paramètres d'impact pour rejeter les muons cosmiques : 1 mm sur le paramètre d'impact transverse, et 1 cm sur le paramètre d'impact longitudinal.

### Reconstruction d'un candidat Higgs

La reconstruction d'un candidat Higgs commence par considérer l'ensemble des quadruplets possibles à partir des leptons sélectionnés, tels qu'ils soient formés de deux paires de leptons de même saveur et de charge opposée. Au sein d'un quadruplet, au moins deux leptons doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV de manière à avoir une bonne efficacité de déclenchement par rapport à cette sélection hors-ligne, et des leptons du quadruplet doivent être appariés à ceux reconstruits au filtre d'événements et ayant permis le déclenchement. Les leptons d'un quadruplet doivent également être séparés les uns des autres par au moins  $\Delta R > 0,1$ .

Il a été montré au chapitre 1 qu'en général, même pour un boson de Higgs de masse inférieure au seuil de production  $ZZ$ , l'un des bosons issus de sa désintégration est essentiellement sur sa couche de masse, tandis que le second est complètement hors couche de masse. En conséquence, en notant  $m_{12}$  la masse invariante la plus proche de la masse au pôle du  $Z$  parmi les masses invariantes des deux paires d'un quadruplet, la coupure  $|m_{12} - m_Z| < 15$  GeV est appliquée. La masse invariante de l'autre paire, notée  $m_{34}$ , doit être inférieure à 115 GeV, et supérieure à une valeur dépendant de la masse invariante du quadruplet, notée  $m_{4\ell}$ . La valeur exacte de coupure est une interpolation linéaire entre des seuils fixés pour certaines masses, et détaillés dans la table 6.4.

Enfin, si plusieurs quadruplets passent l'ensemble de ces sélections, un seul est retenu : d'abord celui présentant la masse  $m_{12}$  le plus proche de la masse au pôle du  $Z$ , et en cas d'égalité celui présentant la masse invariante  $m_{34}$  la plus élevée.

### Réduction des bruits de fond

Comme indiqué précédemment, la réduction des fonds  $Zb\bar{b}$ ,  $Z$ +jets et  $t\bar{t}$  s'effectue par l'application de sélections sur l'isolation et le paramètre d'impact des leptons.

L'isolation est requise indépendamment dans le détecteur interne et dans les calorimètres. Dans le détecteur interne, les traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV et associées au vertex primaire (pour ne pas réduire trop l'efficacité de la coupure sur le signal lorsque l'empilement est important) sont considérées. La somme des impulsions transverses de telles traces situées dans un cône  $\Delta R < 0,2$  d'un lepton doit être inférieure à 15 % de l'impulsion transverse du lepton. Si d'autres leptons du quadruplet sont situés dans ce cône, leurs traces ne sont pas prises en compte dans la somme.

Dans les calorimètres, la somme des énergies transverses déposées dans les cellules situées dans un cône  $\Delta R < 0,2$  d'un lepton est considérée. Les cellules associées au dépôt calorimétrique du lepton sont retirées de la somme. De même, si un électron du quadruplet est présent dans le cône, son énergie n'est pas prise en compte. La somme est légèrement corrigée des effets d'empilement en fonction du nombre de vertex reconstruits dans l'événement. Cette somme doit alors être inférieure à 30 % de l'impulsion transverse du lepton.

Enfin, pour les quadruplets dont la masse invariante est inférieure à 190 GeV, une coupure sur le paramètre d'impact transverse des deux leptons de plus bas  $p_T$  est effectuée. Le paramètre

d'impact d'un lepton est calculé par rapport à un vertex dont la position est réajustée sans tenir compte de la trace de ce lepton. La valeur de coupure sur le paramètre d'impact est à 3 pour les muons et 6 pour les électrons.

### 6.4.3 Estimation des bruits de fond

À la fin de la sélection des événements, l'échantillon de données contient éventuellement des événements de signal, mais principalement des bruits de fond. La contribution majeure est le continuum  $ZZ$ , mais les bruits de fond réductibles jouent également un rôle dont l'ampleur est à déterminer.

Tant le nombre d'événements attendu que la distribution de masse invariante des quatre leptons sont directement obtenus dans la simulation pour le bruit de fond irréductible  $ZZ$ . Des méthodes basées sur les données sont en revanche utilisées pour estimer la contribution des autres bruits de fond.

#### Le bruit de fond multijets

Il a déjà été mentionné que des leptons peuvent être reconstruits à partir de jets, soit parce qu'il y a effectivement présence de vrais leptons (désintégrations semi-leptoniques de hadrons lourds), soit parce qu'un jet léger a été incorrectement reconstruit (ceci concerne principalement les électrons).

Du fait de la présence de quatre leptons dans l'état final étudié ici, la réjection des événements multijets est considérable (entre 1 000 et 5 000 par électron pour les jets légers), mais leur section efficace de production est de nombreux ordres de grandeur supérieure à celle du signal.

Pour vérifier que ce bruit de fond est bien négligeable, une région de contrôle où la première paire de leptons (celle de masse la plus proche de la masse du  $Z$ ) est composée de leptons de même signe est étudiée. Dès l'application des coupures d'isolation sur cette première paire, le nombre d'événements observé (7) est compatible dans chaque canal avec la somme prédite par les simulations des contributions de  $ZZ$ ,  $Z$ +jets,  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ .

#### Le bruit de fond $t\bar{t}$

Pour estimer la contribution de ce bruit de fond, la région de contrôle étudiée est formée des quadruplets dont la première paire de leptons comprend un électron et un muon de charges opposées. Après application des coupures d'isolation sur cette première paire uniquement, seuls  $t\bar{t}$  et le fond multijets (estimé d'après les événements avec une paire  $e\mu$  de même signe) contribuent. Le très bon accord entre données et prédictions obtenu dans les deux canaux ( $e\mu + ee$  et  $e\mu + \mu\mu$ ) est maintenu lorsque les coupures d'isolation sur la seconde paire sont effectuées séparément.

Au vu de cet accord, la contribution du bruit de fond  $t\bar{t}$  dans la région de signal peut être directement prise dans la simulation. L'incertitude sur cette contribution provient essentiellement de la statistique Monte Carlo disponible et de l'incertitude sur la section efficace de production  $t\bar{t}$ , elle est estimée à 25 %.

#### Le bruit de fond $Z + \mu\mu$

L'estimation des bruits de fond de type  $Z$ +jets et  $Zb\bar{b}$  dépend essentiellement de la saveur des leptons de la seconde paire, puisque celle-ci contient généralement les deux leptons de plus basse impulsion, et qu'en particulier pour ces fonds les leptons additionnels ont une impulsion basse.

Les bruits de fond dominants sous le Higgs en  $Z + \mu\mu$  sont différents de ceux dans les canaux  $Z + ee$  pour deux raisons, que sont l'efficacité de reconstruction des leptons dans les jets de hadrons  $B$ , et la probabilité de reconstruire de faux leptons à partir de jets légers.

Dans le cas des muons, l'efficacité de reconstruction dans les jets de saveurs lourdes est bonne, tandis que les taux de reconstruction de muons à partir de jets légers est très faible (les candidats étant essentiellement des muons provenant de désintégrations en vol de pions ou de kaons). Le bruit de fond de type  $Z + \mu\mu$  est donc dominé par les événements de type  $Zb\bar{b}$ .

À l'inverse, l'efficacité de reconstruction des électrons dans les jets de hadrons  $B$  est plus faible, tandis que les probabilités de reconstruire des électrons *loose++* à partir de hadrons légers ou de photons convertis n'est pas négligeable. Le fond  $Z + ee$  est donc dominé par les événements de type  $Z$ +jets.

L'estimation du fond  $Z + \mu\mu$  repose sur l'étude de régions de contrôle contenant un boson  $Z$  reconstruit par la sélection standard, accompagné d'un ou deux muons additionnels. Les coupures d'isolation ne sont pas appliquées. La contribution des jets légers est estimée en considérant l'ensemble des traces du détecteur interne de bonne qualité présentes dans les événements  $Z$  et en leur appliquant une probabilité d'être reconstruits comme muons. Avec ce fond estimé à partir des données et les autres fonds estimés par les simulations, un bon accord entre données et estimations est observé sur les événements  $Z + \mu$  et  $Z + \mu^+\mu^-$ .

Pour extrapoler ce nombre à la région de signal, les efficacités des coupures d'isolation et de paramètre d'impact sur les muons additionnels sont nécessaires. Celles-ci, d'environ 20 % au total, sont mesurées dans la sélection  $Z + \mu$  et présentent un très bon accord entre données et simulations.

Compte tenu de l'incertitude sur la section efficace de  $Zb\bar{b}$ , de la statistique dans les régions de contrôle, et de l'incertitude de l'extrapolation des régions de contrôle vers la région du signal, l'incertitude sur la normalisation de ce bruit de fond est estimée à 40 %.

### Le bruit de fond $Z + ee$

Les électrons additionnels dans les événements  $Z$  peuvent provenir de différentes sources : désintégrations de hadrons lourds, hadrons légers incorrectement reconstruits, photons convertis ou associés à une trace et provenant de désintégrations de  $\pi^0$  ou de Bremsstrahlung, mais aussi électron de désintégration de  $Z$  lorsqu'une meilleure paire est formée avec un faux électron.

Comme les événements  $Zb\bar{b}$  sont normalisés à la mesure de  $\sigma_b/\sigma_Z$ , que l'étude de  $Z + \mu\mu$  montre un bon accord entre données et simulations, et que les efficacités d'identification et d'isolation des électrons provenant de hadrons lourds ou de  $J/\psi$  ont été étudiées par ailleurs [68, 71], la contribution de  $Zb\bar{b}$  au fond  $Z + ee$  est directement obtenue dans la simulation.

L'estimation des autres contributions au fond  $Z + ee$  commence par normaliser les simulations aux données dans une région de contrôle avec un boson  $Z$  et deux électrons reconstruits (avant application de l'identification *loose++*) : un facteur de 1,2 leur est appliqué, avec une incertitude de 20 %. Cela permet d'estimer grâce à la simulation le nombre total d'événements dans la sélection standard, mais avant application des coupures d'isolation : 9,6 dans le canal  $4e$ , 13,2 dans le canal  $2\mu 2e$ , avec cependant une incertitude supérieure à 30 %, provenant essentiellement du manque de statistique Monte Carlo. Cette faible statistique s'explique par le fait que, dans la mesure où il n'est pas possible de savoir au moment de la génération des événements lesquels vont produire de faux électrons additionnels dans le détecteur, il n'est pas possible de filtrer la génération comme dans le cas des événements  $Zb\bar{b}$ , où une sélection retenant uniquement les événements avec au moins une désintégration semi-leptonique est réalisée.

Par la suite, la décomposition des événements Monte Carlo restants sur les différentes catégories possibles (jet léger+jet léger, jet léger+photon, photon+hadron lourd...) est étudiée séparément pour  $Z(\rightarrow ee) + ee$  et  $Z(\rightarrow \mu\mu) + ee$ .

Les efficacités des coupures d'isolation et de paramètres d'impact sont établies pour les jets légers (28 %) et les photons (35 %) à l'aide de régions de contrôle sur des événements  $Z + e$ , où l'électron additionnel est simplement reconstruit sans nécessairement être de qualité *loose++*. Les efficacités de ces coupures pour les hadrons lourds (30 %) sont obtenues par l'étude d'événements dijets.



Des pseudo-expériences sont alors réalisées à partir des données décrites ci-dessus pour estimer le bruit de fond  $Z + ee$  dans la région du signal et son incertitude, qui est d'environ 45 %.

### Distribution de $m_{4\ell}$ pour les bruits de fond

Afin d'établir des limites d'exclusion pour l'ensemble des masses hypothétiques du boson de Higgs étudiées, et dans la mesure où la résolution du Higgs en quatre leptons est de quelques GeV, il est nécessaire de connaître la distribution de la masse invariante  $m_{4\ell}$  des bruits de fond.

Pour le bruit de fond irréductible  $ZZ$ , cette distribution est directement prise dans la simulation à la fin de la sélection des événements. Une incertitude sur sa forme est obtenue en faisant varier la contribution de la production par  $gg$  de  $\pm 100\%$  [27].

Pour les fonds réductibles, la difficulté pour l'estimation de cette distribution vient du manque d'événements Monte Carlo pour le fond  $Z$ +jets qui est pourtant dominant parmi eux. Aussi, il est fait l'hypothèse que cette distribution est essentiellement identique pour les événements  $Z$ +jets et  $Zb\bar{b}$ , et elle est déterminée par lissage des échantillons Monte Carlo de  $Zb\bar{b}$  uniquement. Une incertitude sur la forme de la distribution est obtenue en faisant varier les coupures d'isolation.

### 6.4.4 Résultats de la sélection des événements

#### Efficacité de la sélection

L'efficacité de la sélection des événements est mesurée sur les simulations du signal par rapport à un volume fiduciel défini par quatre leptons d'impulsion transverse supérieure à 5,5 GeV dans l'acceptance  $|\eta| < 2,7$ , et tels que les masses invariantes des deux bosons  $Z$  soient supérieures à 12 GeV.

Cette efficacité est d'environ 32 %, 21 % et 15 % dans les canaux  $4\mu$ ,  $2e2\mu$  et  $4e$  respectivement pour un Higgs à 120 GeV. Elle augmente régulièrement jusqu'à environ 180 GeV, où elle est de 70 %, 54 % et 45 % respectivement. Elle continue ensuite à augmenter dans les canaux avec des électrons, pour atteindre environ 69 %, 64 % et 60 % pour un Higgs à 600 GeV.

Les efficacités sur le signal des coupures d'isolation et de paramètres d'impact sont vérifiées sur des leptons de désintégrations de bosons  $Z$  par une méthode de *tag-and-probe*. Les rapports entre les efficacités sur les leptons des données et ceux de la simulation sont compatibles avec 1, avec une incertitude de quelques pour-mille. En particulier, l'utilisation des électrons reconstruits à l'aide de l'algorithme GSF permet d'obtenir une efficacité de 99,4 % pour la sélection sur le paramètre d'impact, valeur égale à celle obtenue pour les muons. Une exception concerne les électrons de basse énergie, où la plus faible statistique disponible et la présence d'un bruit de fond multijets plus important engendrent une incertitude d'environ 5 %.

La figure 6.14 montre la distribution de masse invariante obtenue après application de la sélection des événements sur les simulations du signal pour une masse de 130 GeV dans les canaux  $4e$  et  $4\mu$ . Un ajustement gaussien sur le pic des distributions permet d'obtenir la résolution sur la masse du boson de Higgs dans chacun des canaux : pour cette masse de 130 GeV, elle est de 2 GeV dans le canal  $4\mu$ , 2,2 GeV dans le canal  $2e2\mu$  et 2,5 GeV dans le canal  $4e$ . Du fait de la perte d'énergie des électrons par Bremsstrahlung, la fraction des événements situés à plus de deux déviations standard du pic est légèrement plus élevée dans le canal  $4e$  : 18 %, à comparer aux 15 % du canal  $4\mu$ . La résolution sur le pic est dominée par les résolutions sur les énergies des leptons pour  $m_H < 350$  GeV environ, et par la largeur intrinsèque du Higgs au-delà.

#### Résultats de la sélection sur les données

Les résultats de la sélection des événements sont donnés dans la table 6.5. Pour chaque canal, et en séparant la recherche à basse masse ( $m_{4\ell} < 180$  GeV) et haute masse ( $m_{4\ell} \geq 180$  GeV), le nombre d'événements obtenus dans les données est indiqué, avec les nombres d'événements estimés

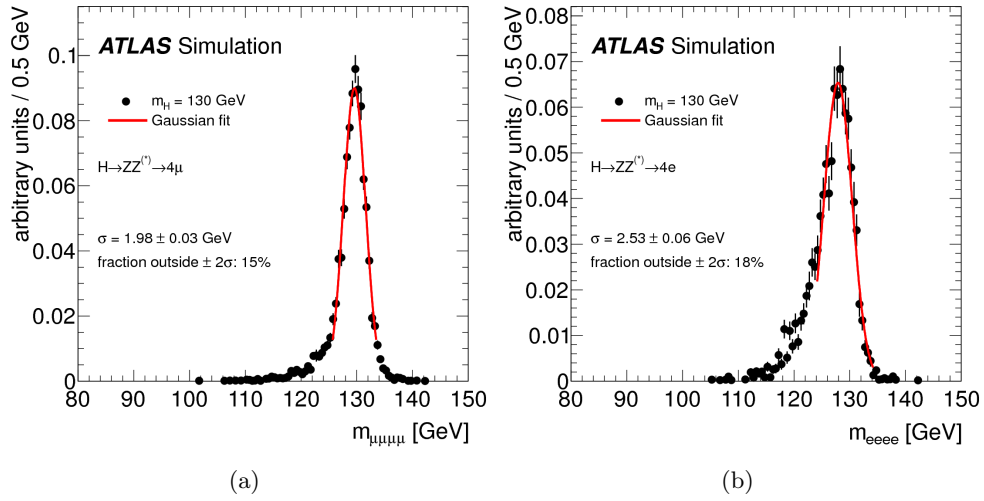


FIGURE 6.14 – Distribution de masse invariante obtenue sur des simulations de Higgs de masse 130 GeV dans les canaux  $4e$  (a) et  $4\mu$  (b). La résolution résultant d'un ajustement gaussien sur le pic est également indiquée.

pour les différents bruits de fond par les méthodes exposées à la section précédente, et les nombres d'événements de signal attendus pour quelques hypothèses de masses du boson de Higgs.

Au total, 71 événements sont observés, dont 24 événements  $4\mu$ , 30 événements  $2e2\mu$  et 17 événements  $4e$ . Les estimations des bruits de fond conduisent à un total de  $62 \pm 9$  événements attendus, dont  $18,6 \pm 2,8$  dans le canal  $4\mu$ ,  $29,7 \pm 4,5$  dans le canal  $2e2\mu$  et  $13,4 \pm 2,0$  dans le canal  $4e$ . Globalement, les événements observés sont donc compatibles avec l'hypothèse de présence de bruit de fond uniquement.

Parmi les bruits de fond réductibles, les événements  $t\bar{t}$  ont une contribution négligeable, de 1 à 2 % du bruit de fond irréductible. Le fond  $Zb\bar{b}$  est également bien contrôlé, avec un nombre d'événements estimé entre 7 et 15 % du bruit de fond  $ZZ$  à basse masse, et quelques pour-cents à haute masse.

Pour le bruit de fond  $Z$ +jets, son estimation à partir des événements Monte Carlo (réalisée à partir de seulement 8 événements) est indiquée en plus des nombres obtenus par les pseudo-expériences. Les valeurs des deux méthodes sont compatibles entre elles dans leurs incertitudes, et montrent que ce fond a une contribution du même ordre que le bruit de fond irréductible  $ZZ$  à basse masse dans les canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$  (la colonne  $2e2\mu$  du tableau regroupe les événements où la première paire de leptons est une paire d'électrons ou une paire de muons, alors que le fond  $Z$ +jets n'intervient que lorsque cette première paire est composée de muons). Dans la mesure où l'incertitude sur ce bruit de fond est considérable, le contrôle de ce fond est un point important à améliorer pour augmenter la sensibilité à un signal de Higgs à basse masse.

Les distributions des masses des paires de leptons des candidats ( $m_{12}$  et  $m_{34}$ ) sont présentées sur la figure 6.15. Elles montrent un bon accord des estimations avec les données. Les fonds réductibles jouent un rôle important pour les basses de  $m_{34}$  dans la mesure où leurs spectres en impulsion des leptons additionnels décroissent rapidement.

La figure 6.16 montre la distribution de masse invariante des quadruplets passant les sélections sur l'ensemble de l'intervalle en masse étudié et sur la région à basse masse. On y retrouve le bon accord en moyenne entre les données et les simulations apparent dans le tableau 6.5. De petits excès locaux d'événements sont observés à 125 GeV, 244 GeV et 500 GeV. Autour de 125 GeV, trois événements sont ainsi présents dans les données : un  $4\mu$  à 124,9 GeV, un  $2e2\mu$  (avec une paire

	4 $\mu$		2e2 $\mu$		4e	
	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse
Luminosité	4,8 fb <sup>-1</sup>		4,8 fb <sup>-1</sup>		4,9 fb <sup>-1</sup>	
$ZZ^*$	2,1 $\pm$ 0,3	16,3 $\pm$ 2,4	2,8 $\pm$ 0,6	25,2 $\pm$ 3,8	1,2 $\pm$ 0,3	10,4 $\pm$ 1,5
$Z$ +jets	0 $\pm$ 0,0	0 $\pm$ 0,0	1,16 $\pm$ 0,5	0,13 $\pm$ 0,08	1,42 $\pm$ 0,7	0,16 $\pm$ 0,08
$Z$ +jets (Monte Carlo)	0 $\pm$ 0,0	0 $\pm$ 0,0	1,7 $\pm$ 1,0	0,5 $\pm$ 0,5	1,4 $\pm$ 0,8	0,5 $\pm$ 0,5
$Zbb$	0,16 $\pm$ 0,06	0,02 $\pm$ 0,01	0,26 $\pm$ 0,08	0,03 $\pm$ 0,01	0,20 $\pm$ 0,07	0,02 $\pm$ 0,01
$t\bar{t}$	0,01 $\pm$ 0,01	0,01 $\pm$ 0,01	0,03 $\pm$ 0,01	0,02 $\pm$ 0,01	0,01 $\pm$ 0,01	0,01 $\pm$ 0,01
$Z, Zbb, \text{ et } t\bar{t}$	0,16 $\pm$ 0,06	0,02 $\pm$ 0,01	1,4 $\pm$ 0,5	0,17 $\pm$ 0,08	1,6 $\pm$ 0,7	0,18 $\pm$ 0,08
Bruit de fond total	2,2 $\pm$ 0,3	16,3 $\pm$ 2,4	4,3 $\pm$ 0,8	25,4 $\pm$ 3,5	2,8 $\pm$ 0,8	10,6 $\pm$ 1,5
Données	3	21	3	27	2	15
$m_H = 130$ GeV	1,00 $\pm$ 0,17		1,22 $\pm$ 0,21		0,43 $\pm$ 0,08	
$m_H = 150$ GeV	2,1 $\pm$ 0,4		2,9 $\pm$ 0,4		1,12 $\pm$ 0,18	
$m_H = 200$ GeV	4,9 $\pm$ 0,7		7,7 $\pm$ 1,0		3,1 $\pm$ 0,4	
$m_H = 400$ GeV	2,0 $\pm$ 0,3		3,3 $\pm$ 0,5		1,5 $\pm$ 0,2	
$m_H = 600$ GeV	0,34 $\pm$ 0,04		0,62 $\pm$ 0,10		0,30 $\pm$ 0,06	

TABLE 6.5 – Nombres d'événements estimés pour les bruits de fond et le signal à différentes masses, dans les trois canaux étudiés. Les estimations sont séparées en une partie « basse masse » ( $m_{4\ell} < 180$  GeV) et une partie « haute masse » ( $m_{4\ell} \geq 180$  GeV). Pour le fond  $Z$ +jets, le nombre d'événements attendu à partir de la simulation est indiqué avec son incertitude statistique en plus du nombre estimé par la méthode décrite à la section précédente. Les nombres d'événements observés dans les données dans ces différentes catégories sont également donnés.

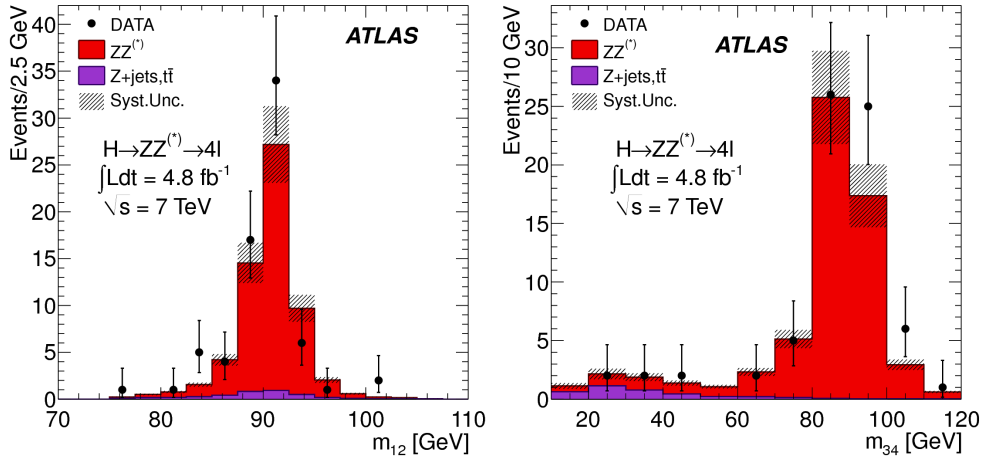


FIGURE 6.15 – Distributions de  $m_{12}$  (a) et  $m_{34}$  (b) pour les candidats passant l'ensemble des sélections. Les incertitudes systématiques sur la normalisation des bruits de fond sont également indiquées. La comparaison avec l'estimation des bruits de fond montre un bon accord sur les deux distributions.

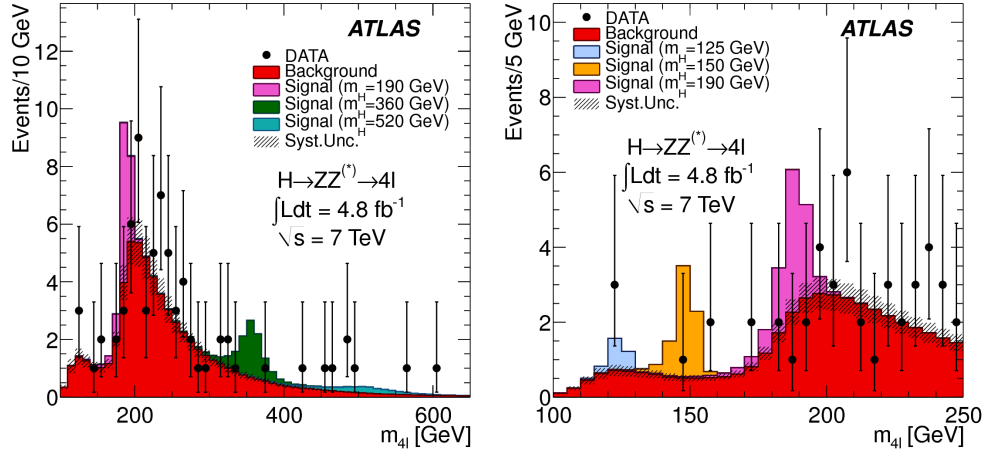


FIGURE 6.16 – Comparaison de la distribution  $m_{4\ell}$  entre les candidats dans les données et les estimations des bruits de fond, sur toute la plage en masse étudiée (a) et sur l'intervalle 100–250 GeV (b). L'estimation du signal attendu en présence d'un boson de Higgs est également montrée pour différentes masses hypothétiques.

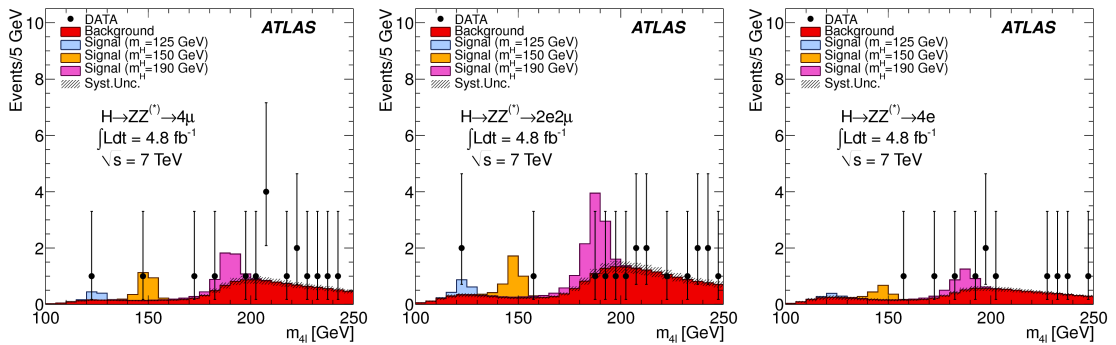


FIGURE 6.17 – Contributions des canaux  $4\mu$  (a),  $2e2\mu$  (b) et  $4e$  (c) sur l'intervalle 100–250 GeV. L'estimation du signal attendu en présence d'un boson de Higgs est également montrée pour différentes masses hypothétiques.

d'électrons à la masse du  $Z$ ) à 124,3 GeV et un  $2e2\mu$  (avec une paire de muons à la masse du  $Z$ ) à 123,6 GeV.

Enfin, la figure 6.17 montre la répartition dans les canaux  $4\mu$ ,  $2e2\mu$  et  $4e$  des candidats à basse masse. Comme attendu d'après le tableau 6.5, l'accord global entre les données et les estimations des fonds est présent dans les trois canaux.

### 6.4.5 Incertitudes systématiques

Afin de calculer des limites d'exclusion ou de quantifier d'éventuels excès dans les données, les incertitudes systématiques de l'étude doivent être calculées.

Un premier type d'incertitude concerne le calcul de la section efficace du signal, qui est évaluée en suivant les recommandations du *LHC Higgs cross-section working group* [88]. L'incertitude sur la section efficace partonique liée à l'absence des ordres supérieurs dans le calcul est estimée en faisant varier les échelles de renormalisation et factorisation, et vaut environ 10 % pour la production par fusion de gluons et 1 % pour les autres modes de production [88]. L'incertitude sur la section efficace liée au choix des PDFs et de  $\alpha_s$  est d'environ 8 % pour la production par fusion de gluons et de 4 % pour les autres modes [21]. Enfin, des effets liés à la largeur du boson de Higgs, sa production hors couche de masse et son interférence avec les processus du modèle standard présentant le même état final pourraient influencer sa section efficace à haute masse [89]. Pour en tenir compte, une incertitude de  $150 \% \times m_H^3 [\text{TeV}]$  est appliquée pour  $m_H \geq 300 \text{ GeV}$ .

Une autre incertitude affectant le signal concerne la cinématique des événements quatre leptons, qui modifie l'efficacité de sélection. Elle est évaluée à 2 % en variant le spectre en  $p_T$  du Higgs (produit par fusion de gluons) calculé par HqT en fonction des incertitudes sur les PDF et les échelles de renormalisation et de factorisation.

Le bruit de fond irréductible  $ZZ$  étant estimé directement par la simulation, l'incertitude sur sa section efficace doit être prise en compte. L'incertitude liée aux variations des échelles de renormalisation et de factorisation est de 5 %. La contribution des incertitudes sur les PDFs et  $\alpha_s$  est de 4 % pour les processus générés par  $q\bar{q}$  et de 8 % pour ceux générés par  $gg$ . Pour tenir compte d'éventuelles corrections importantes aux ordres supérieurs pour la production par fusion de gluons (qui n'est connue qu'au LO), une incertitude supplémentaire (conservative) de 10 % est ajoutée.

Les incertitudes sur la normalisation des bruits de fonds réductibles viennent de leur estimation à partir des données, et ont déjà été mentionnées dans les paragraphes précédents pour chaque bruit de fond.

Le chapitre 4 a mentionné comment les performances des leptons ont été évaluées par l'étude des désintégrations de bosons  $Z$ ,  $W$ , et de  $J/\psi$ , en termes d'échelle d'énergie, de résolution et d'efficacité de reconstruction. L'application des incertitudes sur la résolution ainsi déterminées à la sélection des événements quatre leptons conduit à une incertitude négligeable sur l'efficacité de reconstruction du signal. L'effet de l'échelle d'énergie est négligeable dans le cas des muons, mais conduit à une petite variation de l'échelle de masse invariante  $m_{4\ell}$  dans le cas des électrons, d'environ 0,6 % dans le canal  $4e$  et 0,3 % dans le canal  $2e2\mu$ . La figure 6.18 montre ainsi l'effet de la variation de l'échelle d'énergie des électrons sur la distribution de masse invariante d'un boson de Higgs à 130 GeV.

La variation de l'efficacité de reconstruction des muons conduit à une incertitude sur l'efficacité de sélection d'environ 0,22 % dans le canal  $4\mu$  et 0,16 % dans le canal  $2e2\mu$ . Pour les électrons, la connaissance des efficacités de reconstruction et d'identification par le critère *loose++* conduit à une incertitude variant de 2,3 % dans le canal  $4e$  et 1,6 % dans le canal  $2e2\mu$  pour  $m_H = 600 \text{ GeV}$ , à 8,0 % dans le canal  $4e$  et 4,1 % dans le canal  $2e2\mu$  pour  $m_H = 110 \text{ GeV}$ .

Il a été mentionné précédemment que les incertitudes sur les coupures d'isolation et de paramètre d'impact sont négligeables, à l'exception de celle sur l'isolation des électrons aux basses énergies transverses, où elle est estimée à 5 %. L'incertitude sur l'efficacité de déclenchement est également considérée négligeable par rapport aux autres incertitudes sur les leptons.

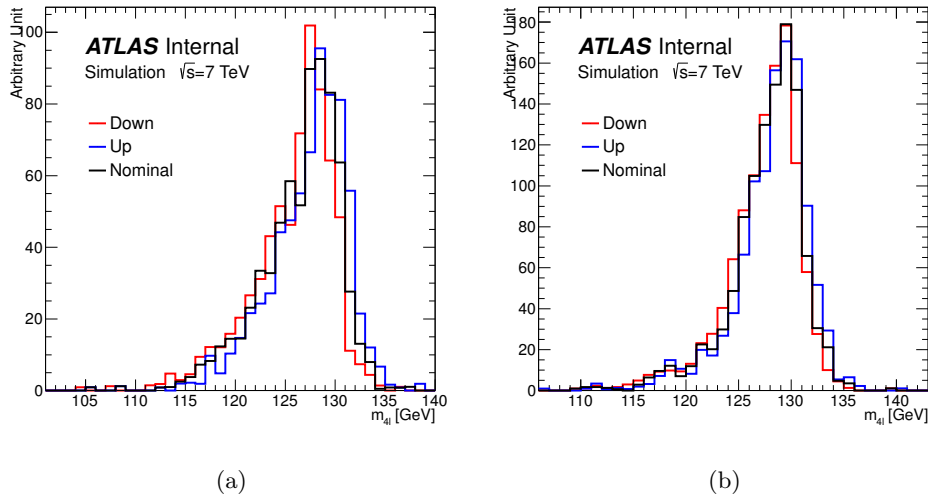


FIGURE 6.18 – Distribution de masse invariante  $m_{4\ell}$  pour un boson de Higgs de masse 130 GeV dans les canaux  $4e$  (a) et  $2e2\mu$  (b), lorsque l'échelle d'énergie des électrons est variée par son incertitude (bleu : variation positive, rouge : variation négative). L'effet sur l'échelle de masse invariante est de 0,6 % dans le canal  $4e$  et 0,3 % dans le canal  $2e2\mu$ , indépendamment de la masse du Higgs considérée.

Enfin, comme indiqué à la section 6.2, l'incertitude sur la luminosité acquise par ATLAS en 2011 est de 3,9 %.

#### 6.4.6 Limites d'exclusion du boson de Higgs

À partir des résultats présentés dans les paragraphes précédents, des limites sont établies sur la section efficace de production du boson de Higgs dans le canal quatre leptons. Ces limites sont à 95 % de niveau de confiance et sont obtenues par la méthode  $CL_s$  [132], utilisant comme test statistique un rapport de profils de vraisemblance [84], qui permet de tenir compte des incertitudes systématiques.

L'évaluation du test statistique est réalisée par un ajustement (par une méthode de maximum de vraisemblance) d'histogrammes du signal et des fonds sur la distribution de  $m_{4\ell}$  observée dans les données. Les limites sont alors évaluées pour chaque hypothèse de masse de Higgs en utilisant des ensembles de pseudo-expériences, et vérifiées par des calculs utilisant des limites asymptotiques [84].

La figure 6.19 présente les limites à 95 % de niveau de confiance obtenues sur la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse. L'exclusion d'une production à la section efficace du modèle standard était attendue pour les intervalles 136 – 157 GeV et 184 – 400 GeV. Les intervalles exclus grâce aux données sont 134 – 156 GeV, 182 – 233 GeV, 256 – 265 GeV et 268 – 415 GeV. Globalement un bon accord entre les courbes d'exclusion attendues et observées est atteint, à l'exception de trois régions, autour de 125 GeV, 244 GeV et 500 GeV, où l'exclusion observée diffère de largement plus de  $1\sigma$  de l'exclusion attendue, en raison de petits excès d'événements mentionnés précédemment.

Pour quantifier l'importance de ces excès, la probabilité que les bruits de fond seuls permettent des fluctuations au moins aussi importantes que celles observées, nommée  $p_0$ , est calculée. Le résultat est montré sur la figure 6.20 :  $p_0$  vaut 1,6 % à 125 GeV, 1,3 % à 244 GeV et 1,8 % à 500 GeV, ce qui correspond en termes de déviations standard à 2,1, 2,2 et 2,1 respectivement. Aucun de ces excès n'est donc significatif en soi. Les valeurs médianes de  $p_0$  attendues en présence d'un signal à

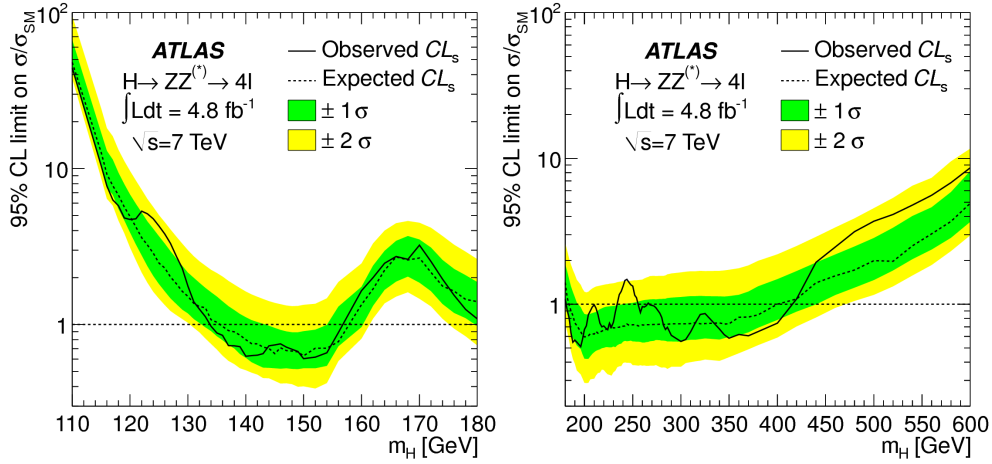


FIGURE 6.19 – Limites attendues (pointillés) et observées (traits pleins) sur la section efficace de production de boson de Higgs à 95 % de niveau de confiance, en fonction de la masse supposée pour le Higgs. La figure (a) montre les résultats pour l'intervalle 110 – 180 GeV, la figure (b) l'intervalle 180 – 600 GeV. Les bandes vertes et jaunes indiquent les incertitudes à  $\pm 1\sigma$  et  $\pm 2\sigma$  respectivement sur les limites attendues.

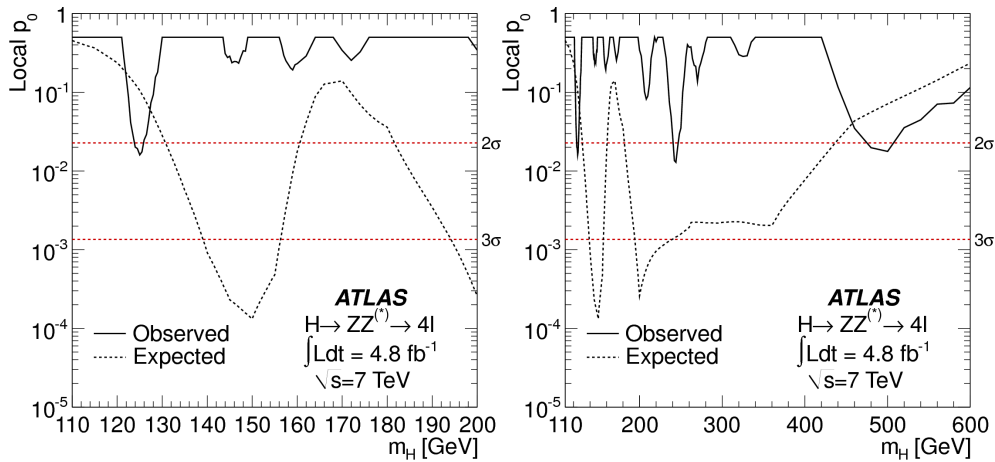


FIGURE 6.20 – Distribution du  $p_0$  observé localement en fonction de la masse de Higgs, aux basses masses (a) et sur l'ensemble de l'intervalle étudié (b). Les valeurs de  $p_0$  attendues en présence d'un signal aux différentes masses sont également indiquées en pointillés.

chacune de ces masses sont de 10,6 % (1,3 déviation standard), 0,14 % (3,0 déviations) et 7,1 % (1,5 déviations) respectivement.

De plus, ces valeurs de  $p_0$  locales ne rendent pas compte du *look-elsewhere effect*. Cet effet signifie simplement qu'il est normal d'obtenir des fluctuations importantes du bruit de fond lorsqu'on effectue une recherche sur un large intervalle de masses dans un mode ayant une excellente résolution. Si l'on considère l'ensemble de l'intervalle 110–600 GeV pour évaluer l'ampleur de cet effet [105], la probabilité pour chacun des excès qu'ils soient dus à une fluctuation du bruit de fond est d'environ 50 %.

#### 6.4.7 Conclusions et intégration du résultat dans la recherche du boson de Higgs au LHC

Ce chapitre a présenté l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons avec 4,8 fb<sup>-1</sup> de données acquises par ATLAS en 2011, analyse qui a été soumise à la revue *Physics Letters B* pour publication. Cette analyse montre un bon accord entre les courbes d'exclusion attendues et observées sur l'ensemble de l'intervalle 110–600 GeV, à l'exception de régions autour de 125 GeV, 244 GeV et 500 GeV.

En conséquence, elle exclut un boson de Higgs produit à la section efficace du modèle standard dans les intervalles 134–156 GeV, 183–233 GeV, 256–265 GeV et 268–415 GeV. Les trois excès d'événements observés correspondent chacun à un peu plus de 2,1 déviations standard de l'hypothèse de bruit de fond, et ne sont donc pas significatifs en eux-mêmes, d'autant plus si la probabilité d'observer de tels excès sur l'ensemble de l'intervalle de masse est prise en compte. Cet effet ramène la probabilité d'une fluctuation du bruit de fond à environ 50 %.

Cependant, ces résultats de la recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons ne doivent pas être pris isolément, mais mis en rapport avec l'ensemble des résultats sur le boson de Higgs disponibles à présent, et qui repoussent considérablement les limites établies à l'été 2011 et présentées au chapitre 1.

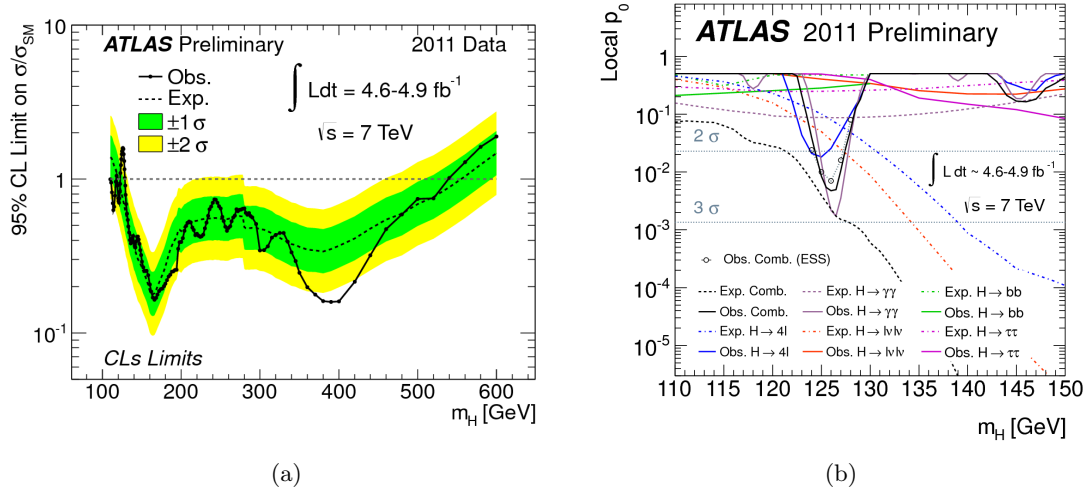


FIGURE 6.21 – Limites d'exclusion à 95 % de niveau de confiance (a) et valeurs de  $p_0$  observées (b) pour la combinaison de l'ensemble des résultats de recherche du boson de Higgs dans ATLAS avec les données de 2011.

La figure 6.21 présente les résultats de la combinaison des recherches du Higgs dans ATLAS avec les données de 2011 [67], en termes de limites d'exclusion et de probabilités de fluctuation des bruits de fond. Les canaux combinés pour ce résultat comprennent bien sûr la désintégration



en quatre leptons, mais également d'autres canaux de désintégration de  $ZZ$  (à haute masse), des canaux de désintégration de  $WW$ , le canal  $\gamma\gamma$ , le canal  $\tau\tau$  et le canal  $b\bar{b}$  en production associée avec un boson vecteur.

La zone d'exclusion attendue s'étend de 120 à 555 GeV, tandis qu'une exclusion est observée entre 110 et 117,5 GeV, 118,5 et 122,5 GeV, et 129 et 539 GeV. La seule région où un excès important est observé par rapport aux attentes est autour de 126 GeV, où il atteint une signification locale de 2,5 déviations standard (contre 2,9 attendues en présence d'un signal à cette masse). Cet excès est principalement dû aux canaux quatre leptons et  $\gamma\gamma$ , tandis que l'autre canal ayant une bonne sensibilité à cette masse,  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ , ne présente aucun excès au-dessus du bruit de fond. En tenant compte du *look-elsewhere effect*, la probabilité de présence d'un tel excès dans la combinaison à partir de l'hypothèse de bruit de fond est de 10 % dans l'intervalle 110–146 GeV (intervalle non exclu à basse masse par la combinaison précédente des recherches de Higgs au LHC).

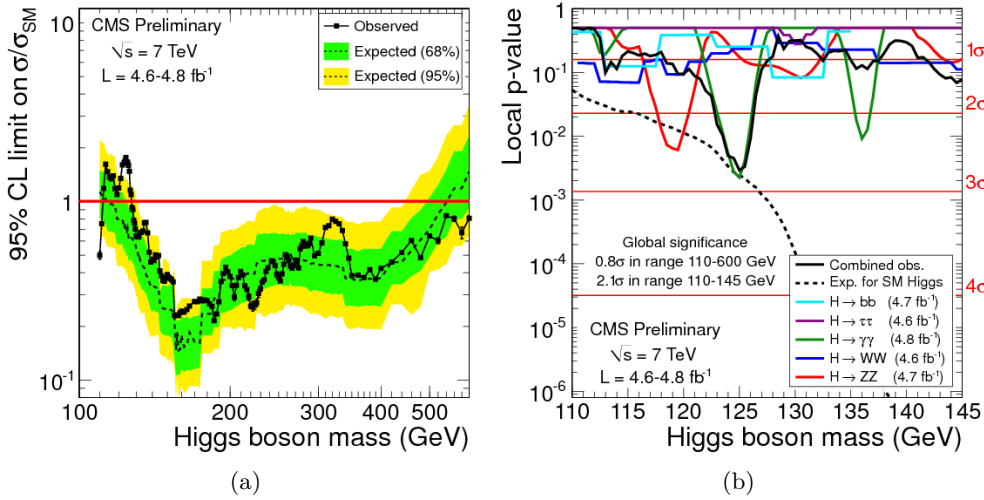


FIGURE 6.22 – Limites d'exclusion à 95 % de niveau de confiance (a) et valeurs de  $p_0$  observées (b) pour la combinaison de l'ensemble des résultats de recherche du boson de Higgs dans CMS avec les données de 2011.

La figure 6.22 présente les résultats préliminaires similaires obtenus par CMS également sur les données de 2011 [78]. La production du boson de Higgs à la section efficace du modèle standard est exclue dans l'intervalle 127,5 – 600 GeV, pour des limites attendues permettant une exclusion de 114,5 à 543 GeV. Un excès par rapport à l'hypothèse de bruit de fond est observé à 125 GeV, principalement dans le canal  $\gamma\gamma$ . La valeur de  $p_0$  observée correspond à une signification de 2,8 déviations standard, qui est ramenée à 2,1 déviations en prenant en compte le *look-elsewhere effect* dans l'intervalle 110 – 146 GeV.

Le résultat de la mise à jour des résultats des expériences du Tevatron avec jusqu'à 10 fb<sup>-1</sup> de données analysées [129] est présenté sur la figure 6.23. Les limites d'exclusion observées, de 147 à 178 GeV, confirment les résultats des expériences LHC. Un excès provenant principalement des canaux de production associée avec  $H \rightarrow b\bar{b}$ , dont la signification globale est d'environ 2,2 déviations standard, est présent sur un large intervalle autour de 120 GeV.

Enfin, les contraintes indirectes sur l'existence d'un boson de Higgs tel que prévu par le modèle standard ont également été améliorées grâce à la mesure à 17 MeV près de la masse du boson  $W$  par les expériences du Tevatron [2, 4]. La figure 6.24 montre ainsi que les mesures des masses du top et du  $W$  sont compatibles à une déviation standard près avec un boson de Higgs de masse inférieure à 130 GeV environ.

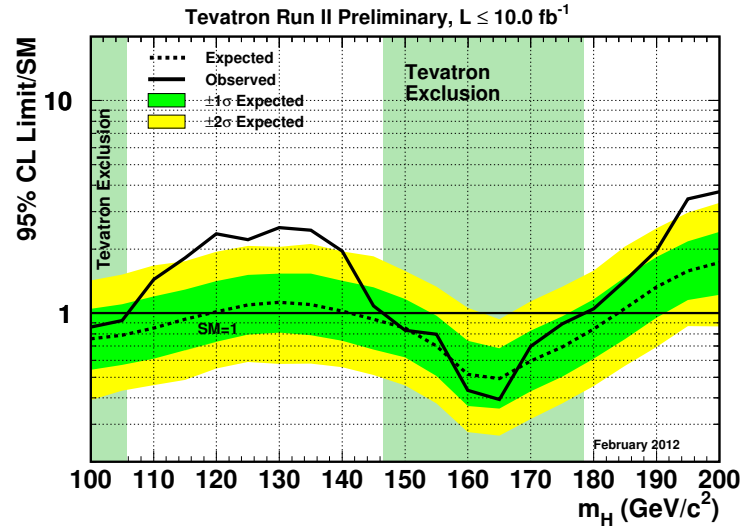


FIGURE 6.23 – Limites d'exclusion à 95 % de niveau de confiance attendues (pointillés) et observées (traits pleins) pour la combinaison de l'ensemble des résultats de recherche du boson de Higgs au Tevatron dans les expériences CDF et D0 avec les données analysées en mars 2012.

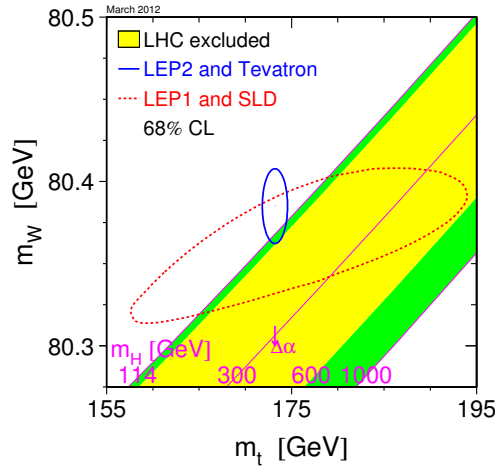


FIGURE 6.24 – Compatibilité entre les mesures des masses du  $W$  et du quark top, et les masses possibles pour le boson de Higgs [106], en prenant en compte les derniers résultats disponibles en mars 2012 pour la masse du  $W$  et la recherche du boson de Higgs. Les masses  $m_W$  et  $m_t$  sont comprises à 68 % de niveau de confiance dans l'ellipse bleue, tandis que les masses pas encore exclues pour le boson de Higgs sont en vert.

La conclusion de l'ensemble de ces résultats est que le boson de Higgs tel que prédit par le modèle standard est exclu pour toutes les masses inférieures à 600 GeV, à l'exception notable d'une petite région s'étendant environ de 120 à 130 GeV. Dans cette zone, l'ensemble des expériences observent des excès qui, pris séparément, ne sont pas conclusifs. L'année 2012, qui verra probablement l'acquisition de  $15 \text{ fb}^{-1}$  supplémentaires à 8 TeV par chacune des expériences ATLAS et CMS, devrait permettre de tirer des conclusions sur ces excès, c'est-à-dire de distinguer une grande fluctuation des bruits de fond de la présence d'un signal compatible avec le boson de Higgs du modèle standard.

Les résultats présentés dans cette section montrent que le canal de recherche en quatre leptons peut, du fait de sa résolution, jouer un rôle très important dans l'étude de cette région en masse. Celle-ci étant cependant en limite de sensibilité pour ce canal, il est intéressant de chercher à optimiser les sélections pour les très basses masses, de manière à augmenter la sensibilité à un signal et rendre le canal quatre leptons plus complémentaire avec  $\gamma\gamma$  (l'autre canal avec une bonne résolution à basse masse et responsable des excès actuellement observés dans ATLAS et CMS).

## 6.5 Optimisations de la recherche du boson de Higgs en quatre leptons à basse masse

Au vu de l'exclusion d'un boson de Higgs à la section efficace du modèle standard pour toutes les masses supérieures à 130 GeV, l'attention de l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons se concentre pour 2012 vers la région entre 120 et 130 GeV. L'ensemble de l'intervalle 110–600 GeV continuera cependant d'être exploré pour placer des limites sur l'existence de bosons de Higgs différents de celui prédit par le modèle standard (fermiophobic par exemple).

Cette région entre 120 et 130 GeV est particulièrement difficile pour le canal quatre leptons : en plus d'une petite section efficace de production dans ce canal, l'efficacité de la sélection est faible (d'environ 15 % pour le canal  $4e$ , et 32 % pour le canal  $4\mu$ ), et les bruits de fond réductibles jouent un rôle important. Cependant l'analyse de recherche présentée à la section précédente n'a pas été complètement optimisée pour ces très basses masses, et en particulier ne tire pas profit de la cinématique particulière de ces événements.

En effet, il a été mentionné au chapitre 1 que si un Higgs de masse inférieure au seuil  $ZZ$  se désintègre généralement en un  $Z$  sur couche de masse et le second hors couche de masse, cette tendance est moins présente aux très basses masses. Dans ce cas en effet, la probabilité d'obtenir deux  $Z$  hors couche de masse est bien plus grande. Comme la sélection utilisée par l'analyse de recherche présentée précédemment est à  $m_Z \pm 15 \text{ GeV}$  pour la première paire de leptons, des gains significatifs sur l'efficacité de sélection d'un signal sont à espérer de l'abaissement de cette coupure.

Cette section vise ainsi à déterminer les gains envisageables sur la signification statistique d'un signal à très basse masse au moyen de la modification de coupures cinématiques, au premier rang desquelles la masse invariante de la première paire de leptons. Dans la mesure où, comme il l'a été montré à la section précédente, le type de bruit de fond réductible dominant dépend de la saveur de la seconde paire de leptons (celle la plus loin de la masse au pôle du  $Z$ ), ce type d'optimisation de la cinématique peut être étudié séparément en fonction de cette saveur. Seuls les états finals où la seconde paire est composée d'électrons ( $4e$  et  $2\mu 2e$ ) seront étudiés ici.

### 6.5.1 Amélioration de la réjection des jets légers

Dans l'analyse de recherche présentée à la section précédente, les états finals  $4e$  et  $2\mu 2e$  ont pour bruit de fond réductible principal les événements  $Z$ +jets, dont la contribution à basse masse est du même ordre de grandeur que celle du bruit de fond irréductible  $ZZ$ . L'ouverture des coupures cinématiques de l'analyse vise à augmenter l'efficacité de sélection du signal, mais augmentera également nécessairement le nombre d'événements de bruit de fond. Dans la mesure où l'incertitude

sur ce fond  $Z$ +jets est importante, il est intéressant de chercher à le réduire plus que dans l'analyse précédente afin de le garder sous contrôle.

Or une variable caractéristique des formes de gerbe des électrons, bien connue pour rejeter efficacement les jets légers, est absente du jeu de coupure *loose++* pour les électrons d'énergie transverse inférieure à 10 GeV. Cette variable, nommée *Eratio*, caractérise la dispersion transverse de l'énergie dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique : si  $E_1^{\max}$  et  $E_2^{\max}$  sont les deux cellules contenant le plus d'énergie dans ce compartiment,

$$Eratio = \frac{E_1^{\max} - E_2^{\max}}{E_1^{\max} + E_2^{\max}} \quad (6.1)$$

Une coupure sur cette variable était présente dans le critère *loose* à toutes les énergies et existe dans le jeu de coupures *loose++*, mais uniquement pour  $E_T > 10$  GeV. De plus, elle n'est pas utilisée non plus dans les régions du calorimètre où le premier compartiment n'est pas constitué de pistes finement segmentées en  $\eta$ , à savoir la zone de recouvrement entre le tonneau et les bouchons, et la zone à  $|\eta| > 2,4$ . Afin d'améliorer simplement la réjection des jets légers dans l'analyse, il est donc possible d'appliquer une sélection sur cette variable pour l'ensemble des électrons.

Avant de déterminer une coupure sur cette variable cependant, il convient de vérifier que sa distribution est correctement reproduite par la simulation, dans le contexte de l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons. Pour ce faire, une région de contrôle proche des sélections de l'analyse est définie. Elle consiste d'abord à sélectionner une paire de leptons (électrons ou muons) de même saveur et de signe opposé. Ces leptons doivent passer les mêmes critères de qualité que dans l'analyse de recherche du Higgs, et leur masse invariante doit être dans une fenêtre de 15 GeV autour de la masse du  $Z$ . Ils doivent de plus avoir tous deux une impulsion de plus de 20 GeV et être appariés aux leptons reconstruits par le filtre d'événements ayant déclenché l'acquisition de l'événement. Enfin, les coupures d'isolation et de séparation angulaire utilisés dans l'analyse de recherche du Higgs leur sont appliquées.

Les électrons additionnels de l'événement sont alors considérés. Ils doivent passer la même sélection que dans l'analyse de recherche du Higgs :  $p_T > 7$  GeV,  $|\eta| < 2,47$ , paramètre d'impact longitudinal inférieur à 1 cm, et qualité *loose++*. Ils doivent ensuite être séparés des leptons du  $Z$  par plus que  $\Delta R = 0,1$ , et doivent passer les sélections d'isolation et de paramètre d'impact transverse de l'analyse de recherche du Higgs. Les variables caractéristiques des électrons passant ces sélections peuvent alors être comparées entre les simulations et les données.

Les simulations utilisées pour cette étude sont les mêmes que pour l'analyse de recherche du Higgs, à la différence qu'un échantillon d'événements  $WZ$  est ajouté. Le générateur utilisé pour ces événements est HERWIG, dont la section efficace est normalisée à celle calculée au NLO par MCFM [31]. Pour la sélection des données, seuls les *lumiblocks* utilisés dans le canal  $2e2\mu$  de l'analyse de recherche du Higgs ont été utilisés ; la luminosité étudiée correspond donc à 4,8 fb<sup>-1</sup>.

La figure 6.25 montre ainsi le spectre en impulsion transverse et la distribution en pseudo-rapidité des électrons passant les sélections décrites ci-dessus. Comme attendu, l'échantillon sélectionné est entièrement dominé par des électrons liés à des événements  $Z$ +jets, que ce soient des faux électrons venant de hadrons légers incorrectement reconstruits (55 % des cas) ou des photons convertis (40 % des cas).

Un accord raisonnable entre données et simulations est observé : les simulations présentent un déficit d'environ 10 %, réparti équitablement en  $\eta$  mais plus concentré sur les basses impulsions. Cette différence est certainement comprise dans les incertitudes systématiques de la sélection : dans l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons par exemple, il a été noté au paragraphe 6.4.3 que la normalisation globale des événements  $Z + ee$  (avant application des critères *loose++*) est modifiée d'un facteur  $1,2 \pm 0,2$ . De même l'isolation calorimétrique des électrons de basse impulsion est connue avec une incertitude de 5 %.

L'accord entre données et simulations sur la variable *Eratio* pour les électrons d'énergie transverse inférieure à 10 GeV est alors étudié. Comme le montre la figure 6.26a, l'accord sur la

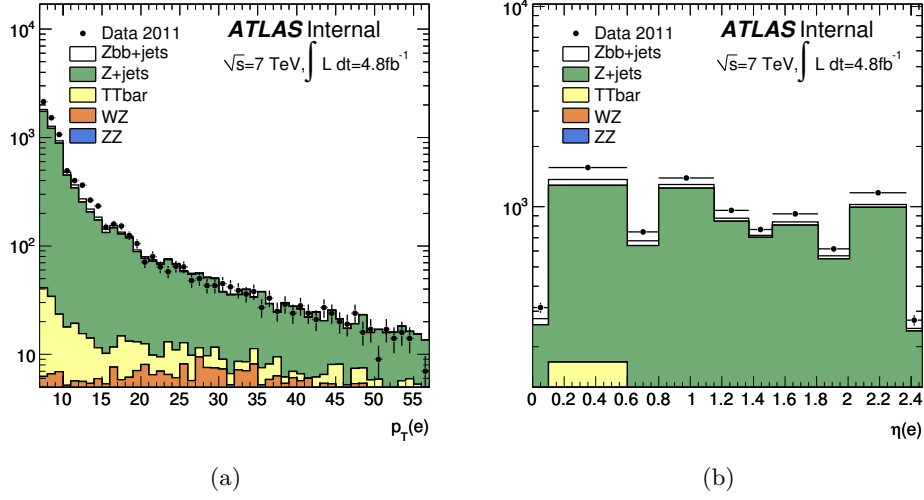


FIGURE 6.25 – Spectre (a) et distribution en pseudo-rapidité (b) des électrons additionnels sélectionnés. Les intervalles en  $\eta$  de cette distribution sont ceux utilisés pour la définition des sélections du critère *loose++*.

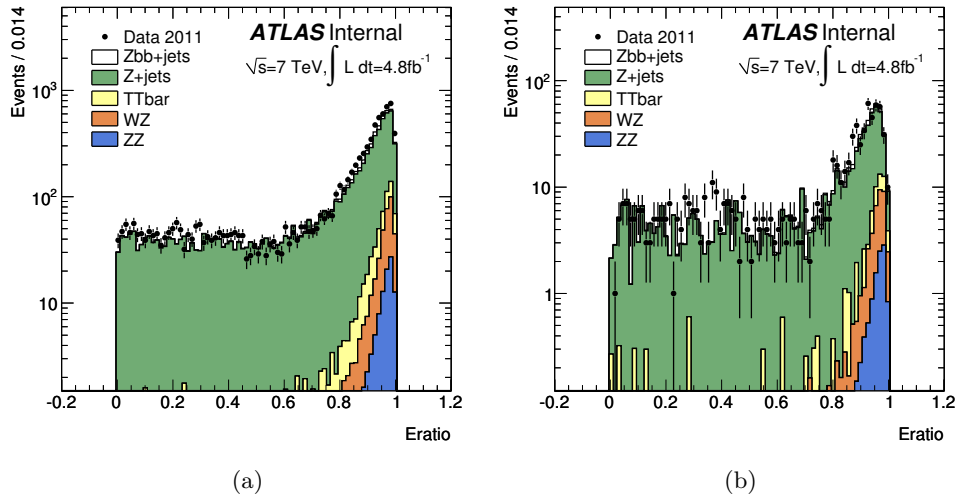


FIGURE 6.26 – Distribution de  $Eratio$  pour les électrons d'énergie transverse  $E_T < 10$  GeV. (a) Ensemble des électrons sélectionnés. (b) Électrons sélectionnés dans l'intervalle  $0,6 < |\eta| < 0,8$ .

forme de la distribution est raisonnable, la queue semblant en particulier correctement décrite. Cet accord est présent à la fois pour l'ensemble des électrons, mais également pour chaque région en  $\eta$  séparément, dans la limite de la statistique disponible. Un exemple est donné dans la figure 6.26b avec la région  $0,6 < |\eta| < 0,8$ .

Compte tenu de cet accord, il est légitime d'utiliser la simulation pour déterminer des sélections optimales sur *Eratio* pour rejeter le fond  $Z$ +jets pour ces électrons d'impulsion transverse inférieure à 10 GeV. Pour ce faire, l'efficacité d'une coupure sur *Eratio* pour les faux électrons des échantillons  $Z$ +jets est comparée à cette même efficacité pour les électrons d'un échantillon de signal (Higgs de masse 120 GeV produit par fusion de gluons). Une valeur de coupure est alors choisie dans chaque intervalle en  $\eta$  utilisé pour le critère *loose++*.

Le résultat est présenté sur la figure 6.27 : dans chaque cas, une réjection des électrons de  $Z$ +jets de 20 à 30 % est obtenue, pour une perte de 1 à 2 % d'électrons de signal. Les coupures dans la région de recouvrement et dans la région à  $|\eta| > 2,37$  sont de plus déterminées pour chaque gamme d'énergie utilisée pour le critère *loose++*. Dans la région de recouvrement à basse énergie la discrimination entre le signal et le fond est moins bonne (10 % d'électrons de signal perdus pour 30 % de faux électrons) mais il est rentable de réduire le fond dans cette région dans la mesure où les autres variables utilisées dans *loose++* sont également moins efficaces pour le discriminer.

### 6.5.2 Procédure d'évaluation des gains

Idéalement, l'évaluation de la performance d'une modification des sélections (que ce soit l'ajout de la coupure sur *Eratio* ou la variation de sélections cinématiques) s'effectue en réalisant l'ensemble de l'analyse, à l'exclusion de la sélection des événements dans la région de signal, jusqu'à l'obtention de la courbe d'exclusion attendue et de son incertitude. Cette procédure étant cependant très lourde à mettre en place, un facteur de mérite plus simple est utilisé. Il s'agit d'une formule approchée pour la signification statistique d'un signal  $s$  au-dessus d'un bruit de fond  $b$  [84] :

$$Z_0 \approx \sqrt{2 \left( (s + b) \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)} \quad (6.2)$$

Cette formule est plus adaptée pour les faibles nombres d'événements que l'approximation du régime gaussien  $Z_0 \approx \sqrt{s/b}$ , qui requiert  $s \ll b$ . Son utilisation présente néanmoins un inconvénient : elle ne tient pas compte des incertitudes systématiques qui sont, comme il l'a été indiqué précédemment, assez élevées pour les bruits de fond réductibles, et peuvent donc altérer la signification. Malgré cette restriction, la formule 6.2 est un critère raisonnable pour évaluer la performance d'une modification de coupures par rapport à la sélection standard.

Comme les optimisations étudiées visent à améliorer l'analyse pour les recherches de Higgs à basse masse, la signification est calculée pour chaque masse de Higgs testée à la fois globalement, avec les nombres d'événements dans l'intervalle 100–180 GeV, et localement, dans la région à  $\pm 6$  GeV de la masse considérée. Cette largeur de  $\pm 6$  GeV correspond à  $\pm 2,5 - 3\sigma$  en terme de résolution sur le pic, en fonction du canal de désintégration considéré.

Les simulations utilisées pour cette étude sont les mêmes que celles utilisées pour l'analyse de recherche du Higgs présentée précédemment. Seule la production par fusion de gluons, qui en constitue environ 90 %, est considérée pour le signal. Trois basses masses sont étudiées : 120, 125 et 130 GeV.

L'évaluation de la signification globale requiert de connaître le nombre d'événements de bruit de fond attendus dans la région 100–180 GeV. Pour les bruits de fond  $ZZ$ ,  $Zb\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  ces valeurs sont directement obtenues par la simulation. Comme il l'a été indiqué dans la description de l'analyse de recherche du boson de Higgs avec 4,8 fb<sup>-1</sup>, l'une des difficultés du bruit de fond  $Z$ +jets est la faible statistique Monte Carlo disponible après application des sélections. Afin d'augmenter un peu le nombre d'événements disponibles, les sélections d'isolation et de paramètre d'impact ne sont pas appliquées sur les échantillons  $Z$ +jets. Sous l'hypothèse que ces sélections sont peu

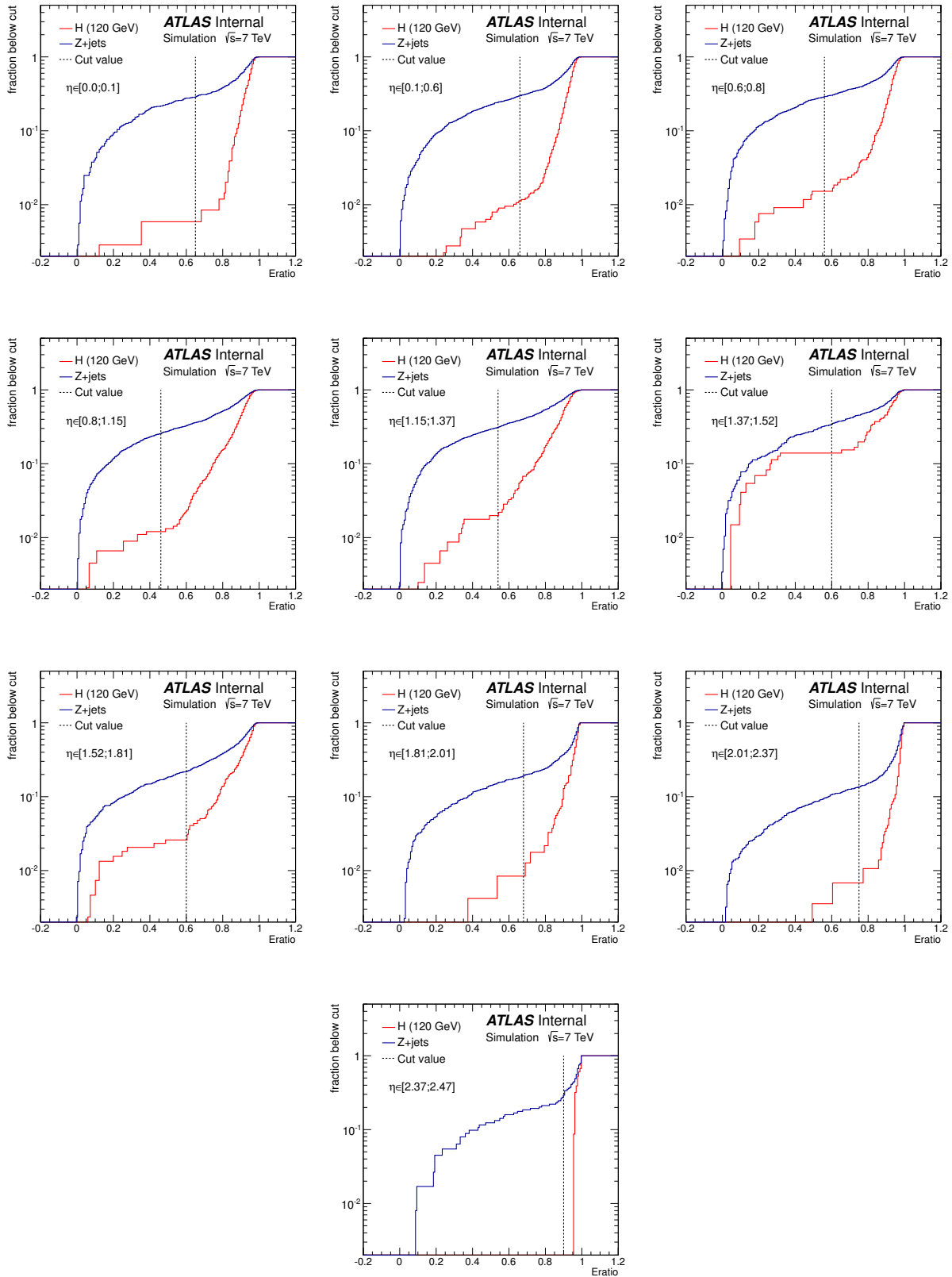


FIGURE 6.27 – Efficacité d’une coupure sur  $Eratio$  pour les « électrons » additionnels de moins de 10 GeV des événements Z+jets (bleu) et pour les électrons additionnels d’un Higgs à 120 GeV (rouge) pour chaque intervalle en  $\eta$ . La valeur de coupure choisie est indiquée en pointillés.

corrélées avec les coupures cinématiques qui seront étudiées, ni avec l'application de la nouvelle coupure sur *Eratio*, il est possible d'utiliser la prédiction de la simulation. Il suffit pour cela de la normaliser dans l'analyse standard à la prédiction dérivée à partir des données, qui est indiquée dans la table 6.5.

Enfin, l'évaluation des significations statistiques locales aux différentes masses de Higgs requiert la connaissance des formes des spectres en masse invariante des bruits de fond. Comme pour l'analyse standard, l'hypothèse est faite que cette distribution est identique pour les trois bruits de fond réductibles, et elle est obtenue à partir des échantillons  $Zb\bar{b}$ . Pour augmenter encore la statistique et avoir une forme plus lisse, les sélections d'isolation et de paramètre d'impact ne sont pas appliquées.

Cette procédure est tout d'abord appliquée à l'évaluation de l'impact de la nouvelle sélection sur *Eratio*, déterminée au paragraphe précédent. Le résultat en est montré dans la table 6.6 pour la somme des canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ . Comme le spectre des électrons additionnels dans  $Z$ +jets est très mou, l'efficacité de 70–80 % par électron obtenue lors de l'optimisation de la coupure *Eratio*, se retrouve par la baisse de 50 % du bruit de fond  $Z$ +jets sous le Higgs. Les nombres d'événements en jeu dans la région de contrôle utilisée pour déterminer cette contribution sont 31 pour la sélection standard et 14 avec la nouvelle coupure, donc l'incertitude relative sur l'efficacité de cette coupure est d'environ 20 %.

Pour le bruit de fond irréductible comme pour le signal, qui ont de vrais électrons isolés, la perte d'efficacité est d'environ 2 %. Il en résulte, pour la recherche du boson de Higgs à basse masse, un gain appréciable sur la signification statistique, d'environ 15 % pour la signification globale et 20 % pour la signification locale. La raison de l'augmentation plus prononcée de la signification locale est que le spectre de masse invariante des bruits de fond réductibles se concentre plutôt aux basses masses, par l'application des coupures cinématiques de l'analyse sur des spectres en impulsion très mous.

	$ZZ$	$Z$ +jets	$Zb\bar{b}$	$t\bar{t}$	total
Sélection standard	2.46	2.30	0.30	0.00	5.05
Nouvelle coupure <i>Eratio</i>	2.41	1.06	0.18	0.00	3.66
Différence (%)	-2	-54	-38	–	-28

	$H(120)$	$Z_0^g$	$Z_0^l$	$H(125)$	$Z_0^g$	$Z_0^l$	$H(130)$	$Z_0^g$	$Z_0^l$
Sélection standard	0.23	0.10	0.19	0.48	0.21	0.38	0.82	0.36	0.64
Nouvelle coupure <i>Eratio</i>	0.22	0.11	0.24	0.46	0.24	0.45	0.80	0.41	0.76
Différence (%)	-2	+15	+24	-2	+14	+21	-2	+14	+19

TABLE 6.6 – Résultat de l'application de la nouvelle sélection sur *Eratio* pour les électrons de basse impulsion en termes de nombres d'événements de bruits de fond (haut) et de signal à trois masses différentes (bas), pour la somme des canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ . Les significations statistiques globales ( $Z_0^g$ ) et locales ( $Z_0^l$ ) sont également indiquées.

Compte tenu de l'efficacité de la coupure sur *Eratio* pour diminuer les bruits de fond réductibles, elle est toujours appliquée dans les études d'optimisation qui vont être présentées.

### 6.5.3 Optimisation des sélections cinématiques

La procédure décrite au paragraphe précédent peut être appliquée pour évaluer les effets de différentes sélections cinématiques sur l'analyse. Cependant, du fait de la faible statistique Monte Carlo disponible pour le bruit de fond  $Z$ +jets, y compris dans la région de contrôle (14 événements après application de la nouvelle coupure sur *Eratio*), une optimisation fine simultanée de plusieurs



variables, réalisable dans le canal  $4\mu$ , ne se justifie pas vraiment ; les différentes variables seront donc étudiées successivement, avec des pas grossiers.

La première variable étudiée est la masse invariante de la paire de leptons la plus proche de la masse au pôle du  $Z$  ( $m_{12}$ ). La sélection sur la masse minimum est variée de  $m_Z - 15$  GeV à  $m_Z - 50$  GeV par pas de 5 GeV. Le résultat pour les nombres d'événements de signal et de bruit de fond est présenté sur la figure 6.28. La différence en (%) entre le nombre d'événements à une valeur de coupure donnée et le nombre d'événements avec la valeur de coupure de l'analyse est également présentée. Comme attendu l'efficacité de sélection du signal augmente significativement au fur et à mesure que la coupure est relâchée : entre 35 et 75 % en fonction de la masse du Higgs pour  $m_Z - 50$  GeV, alors que dans le même temps le fond irréductible n'augmente que de 15 %.

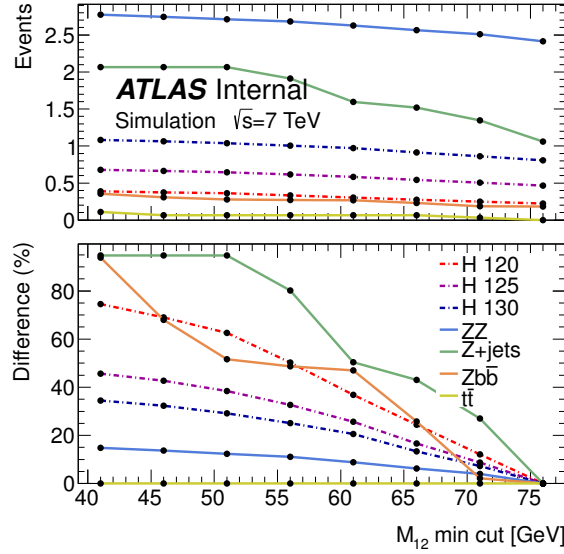


FIGURE 6.28 – Haut : nombres d'événements de signal (à différentes masses) et de bruit de fond en fonction de la coupure appliquée sur la masse de la première paire de leptons ( $m_{12}$ ). Bas : différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l'analyse.

En revanche les contributions des bruits de fond réductibles  $Zb\bar{b}$  et surtout  $Z$ +jets augmentent significativement lorsque la coupure est relâchée, pratiquement d'un facteur deux pour  $m_Z - 50$  GeV. Cette augmentation est très différente entre le canal  $2\mu 2e$  ( $\sim 30$  % pour  $Z$ +jets) et le canal  $4e$  ( $\sim 140$  %). L'explication en est la contribution croissante des mauvais appariements dans le canal  $4e$  : au lieu d'avoir une paire formée des deux électrons du  $Z$  et une paire formée de deux faux électrons, les deux paires reconstruites pour former un candidat Higgs contiennent chacune un électron du  $Z$  et un faux électron. À  $m_Z - 40$  GeV, 8 des 15 événements Monte Carlo  $4e$  dans la région de contrôle utilisée pour évaluer  $Z$ +jets ont ainsi un appariement inversé.

La conséquence de cette augmentation des bruits de fond réductibles est un accroissement modéré des significations statistiques malgré la bien meilleure efficacité obtenue sur le signal. Les significations globales et locales sont représentées sur la figure 6.29. Comme la distribution de masse invariante des fonds réductibles est plutôt concentrée vers les basses masses, l'accroissement des significations locales est d'environ 10 % moindre que celui des significations globales lorsque la coupure est très relâchée. Relâcher la coupure n'apporte donc aucun bénéfice (en termes de signification locale) pour un Higgs à 130 GeV. Après une phase croissante à partir de  $m_Z - 15$  GeV, la signification locale atteint un plateau à  $\sim 10$  % à  $m_Z - 30$  GeV pour un Higgs à 125 GeV, et atteint un plateau à  $\sim 30$  % à  $m_Z - 40$  GeV pour un Higgs à 120 GeV.

Les deux optimisations suivantes seront réalisées en prenant comme nouvelle valeur de coupure

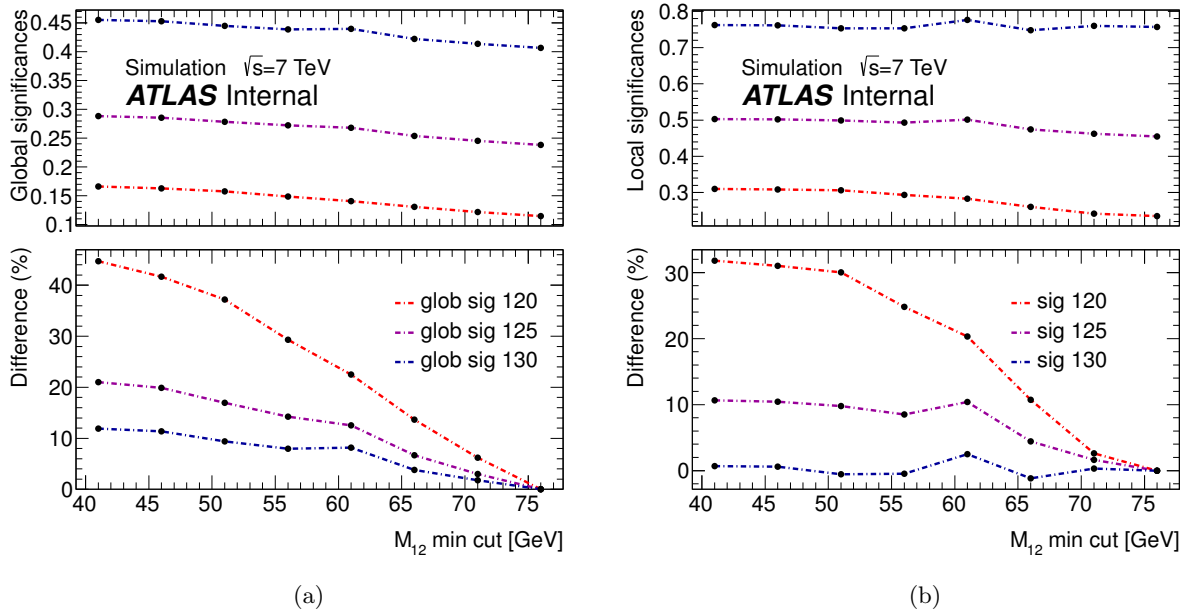


FIGURE 6.29 – Significations statistiques globales (a) et locales (b) en fonction de la coupure appliquée sur la masse de la première paire de leptons. La différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l'analyse est également indiquée.

$m_{12} > 51$  GeV, qui est un compromis entre les performances obtenues dans cette étude sur les canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ , et les performances obtenues par ailleurs sur le canal  $4\mu$ .

L'impact de la sélection sur les impulsions des deux leptons de plus haute impulsion est ensuite évaluée. Dans l'analyse présentée à la section précédente, cette coupure est à 20 GeV pour assurer une bonne efficacité de déclenchement dans tous les canaux. Compte tenu de l'utilisation de seuils de déclenchements à deux leptons, il est possible de baisser le seuil utilisé dans l'analyse pour récupérer un peu d'efficacité sur le signal. La figure 6.30 montre le résultat de l'abaissement du seuil de 20 à 15 GeV sur le nombre d'événements de signal et des différents bruits de fond.

Mis à part la surprenante augmentation de 30 % du bruit de fond  $Zb\bar{b}$ , l'accroissement du nombre d'événements de signal et des bruits de fond montrée dans la figure 6.30 est assez homogène, de 5 à 10 %. La variation résultante des significations statistiques présentée sur la figure 6.31 est compatible avec 0 pour les trois masses et les deux valeurs de coupure envisagées.

La troisième optimisation envisagée consiste à resserrer la coupure sur l'impulsion du troisième lepton le plus énergétique, qui doit avoir  $p_T > 7$  GeV dans l'analyse standard. L'explication de ce choix qui peut sembler paradoxal est présentée sur la figure 6.32a : le spectre de l'impulsion de ce lepton est maximum autour de 20 GeV pour les événements de signal, alors qu'il descend rapidement pour les bruits de fond  $Z$ +jets et  $Zb\bar{b}$ . Il est ainsi possible de réduire ces fonds pour une faible perte d'efficacité sur le signal.

Comme le montre la figure 6.32b, la perte d'efficacité sur le signal (et le fond irréductible) est d'environ 2 % en remontant la coupure à 10 GeV, et entre 5 et 10 % pour une coupure à 12 GeV. En revanche, les fonds réductibles sont réduits d'environ 25 % à 10 GeV et 40 % à 12 GeV.

En conséquence comme le montre la figure 6.33 les significations du signal augmentent à mesure que la coupure est relevée. Comme les fonds réductibles sont principalement concentrés à basse masse, la signification locale augmente plus pour un Higgs à 120 GeV qu'à 130 GeV : 12 % contre 5 % pour une coupure à 10 GeV, 19 % contre 11 % pour une coupure à 12 GeV.

En résumé, pour les canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ , l'utilisation de la nouvelle coupure sur  $E_{ratio}$ , couplée

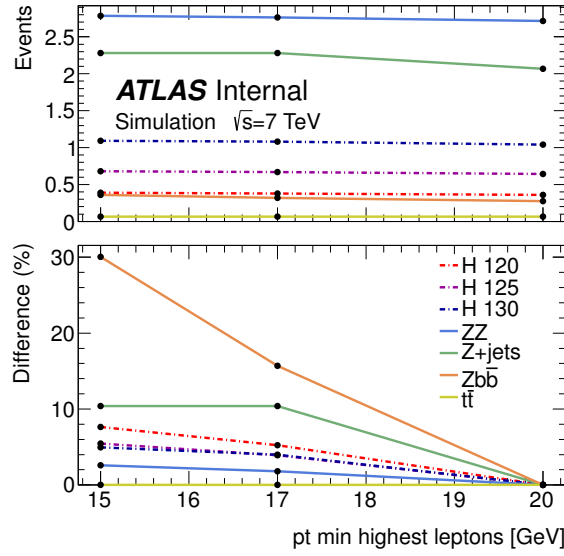
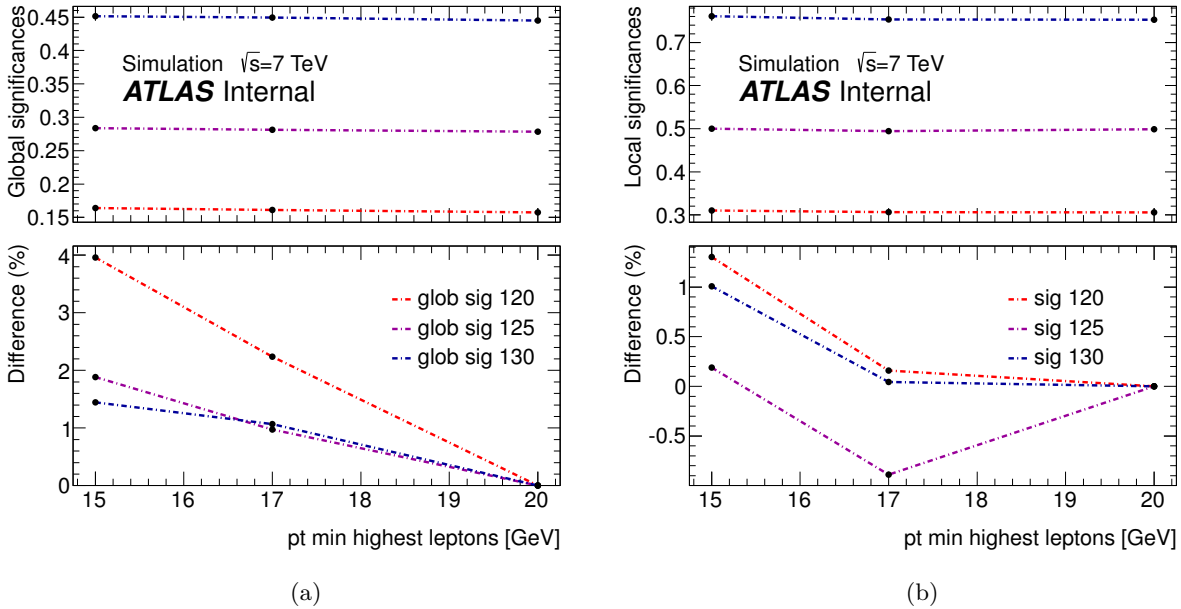


FIGURE 6.30 – Haut : nombres d'événements de signal (à différentes masses) et de bruit de fond en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion des deux leptons de plus haute impulsion. Bas : différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l'analyse.



(a)

(b)

FIGURE 6.31 – Significations statistiques globales (a) et locales (b) en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion des deux leptons de plus haute impulsion. La différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l'analyse est également indiquée.

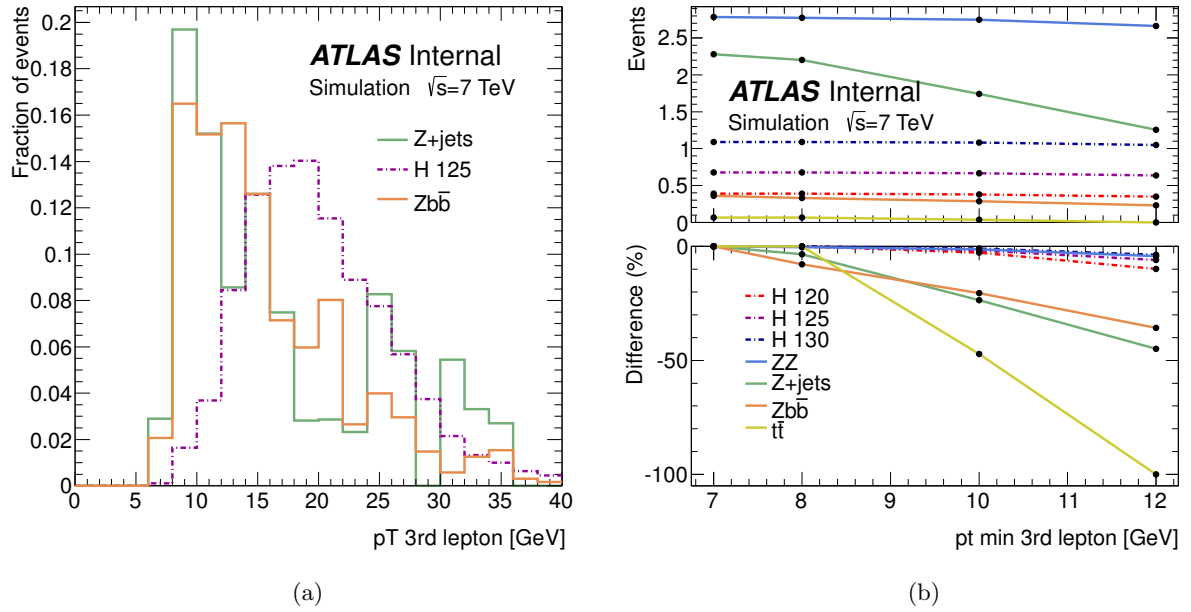


FIGURE 6.32 – (a) Spectre de l’impulsion du troisième lepton le plus énergétique, normalisé à 1, pour un signal à 125 GeV et les bruits de fond  $Z$ +jets et  $Zb\bar{b}$ . (b) Haut : nombres d’événements de signal (à différentes masses) et de bruit de fond en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion du troisième lepton. Bas : différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l’analyse.

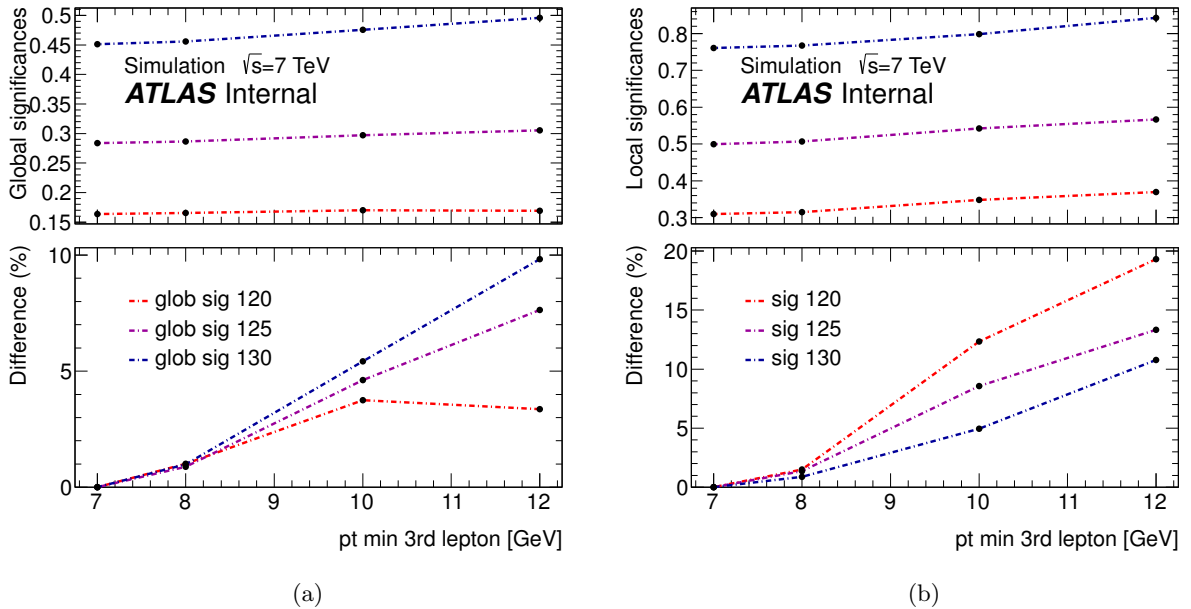


FIGURE 6.33 – Significations statistiques globales (a) et locales (b) en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion du troisième lepton. La différence entre les valeurs pour une coupure donnée et celles pour la coupure utilisée dans l’analyse est également indiquée.

à un relâchement de la sélection sur  $m_{12}$  et un relèvement du seuil sur l'impulsion du troisième lepton devrait conduire à une augmentation de l'efficacité de sélection du signal d'environ 30 % à 125 GeV, pour un gain sur la signification statistique locale d'environ 45 % par rapport à l'analyse présentée dans la section précédente.

## 6.6 Nouvelle analyse des données de 2011 pour la recherche du Higgs en quatre leptons

L'étude présentée dans la section précédente montre que des gains substantiels sur la sensibilité à un signal de Higgs à basse masse, dans les canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ , sont réalisables en élargissant l'acceptance cinématique de l'analyse de recherche, à condition d'améliorer la réjection des jets légers. Des analyses d'optimisation similaires ont également été réalisées dans les canaux contenant des muons comme seconde paire de leptons : l'amélioration des sélections cinématiques a été étudiée, de même que des possibilités d'accroissement de l'acceptance des muons.

Ces deux études, ainsi que d'autres pistes d'amélioration de l'analyse, visent à préparer l'analyse des données de 2012. Cependant, afin de déterminer plus exactement les gains apportés par les optimisations, une nouvelle analyse des données de 2011 a été engagée. L'ensemble des modifications préconisées par les différentes études y sont ainsi testées ensemble.

### 6.6.1 Simulations utilisées

Les simulations utilisées pour cette nouvelle analyse des données de 2011 contiennent les mêmes événements générés par les différents programmes Monte Carlo que l'analyse présentée à la section 6.4. La simulation des effets de l'empilement, qui est ajoutée aux événements générés après leur passage dans la simulation d'ATLAS et avant leur reconstruction, a cependant été modifiée pour mieux représenter le niveau d'empilement dans les données.

Il a été noté à la section 6.5.3 que lorsque la sélection sur  $m_{12}$  est relâchée, une part importante du bruit de fond de type  $Z$ +jets dans le canal quatre électrons provient d'événements où chacune des deux paires d'un candidat est formée d'un électron du  $Z$  et d'un jet. Cela indique qu'une contribution au bruit de fond total d'événements de type  $Z/\gamma^*$ +jets est possible pour des masses de  $Z/\gamma^*$  inférieures à la sélection appliquée sur  $m_{12}$ . Pour compléter les échantillons  $Z + N$ partons générés par ALPGEN avec des masses invariantes di-leptons supérieures à 40 GeV, d'autres simulations du même type, centrées sur la région du Drell-Yan  $10 < m_{Z/\gamma^*} < 40$  GeV, sont utilisées. Elles sont également réalisées avec ALPGEN, interfacé avec HERWIG pour réaliser l'évolution des gerbes de partons et leur hadronisation, et JIMMY pour la simulation des événements sous-jacents. Comme pour la simulation des événements  $Z + N$ partons, la somme des sections efficaces de ces échantillons Drell-Yan+ $N$ partons est normalisée au calcul NNLO.

### 6.6.2 Modifications de la sélection des événements

#### Sélection des leptons

La sélection des électrons est pratiquement inchangée par rapport à l'analyse des données de 2011 présentée précédemment : seule la coupure sur la variable  $E_{ratio}$  déterminée à la section 6.5.1 pour les électrons d'impulsion inférieure à 10 GeV est ajoutée. L'étalonnage des électrons reconstruits dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons a été révisé par rapport à l'analyse précédente. L'énergie de ces électrons est plus grande d'environ 3 % pour les grandes impulsions, et jusqu'à environ 10 % à basse énergie transverse.

Résultats des études d'optimisation, des changements plus importants sont apportés à la sélection des muons, afin d'augmenter l'acceptance de l'analyse. Le seuil en impulsion des muons considérés est abaissé à 6 GeV. Vers l'avant du détecteur, pour  $|\eta| > 2,5$ , les muons *standalone*

sont considérés lorsqu’aucune trace du détecteur interne – dont l’acceptance ne dépasse que très peu  $|\eta| = 2,5$  – n’est reconstruite pour former un muon *combiné*. Pour obtenir une bonne pureté et une bonne résolution sur ces muons, leurs traces doivent être détectées dans les trois plans de mesure de précision des bouchons du spectromètre. Du fait de leur moins bonne résolution sur les paramètres d’impact, qui doivent être extrapolés depuis le spectromètre, les critères lâches utilisés pour rejeter les muons cosmiques (1 mm sur le paramètre d’impact transverse, et 1 cm sur le paramètre d’impact longitudinal) ne leur sont pas appliqués.

Enfin, il a été mentionné au chapitre 4 que la région du spectromètre à  $|\eta| < 0,1$  est moins instrumentée que la normale, et que l’efficacité de reconstruction des muons y est par conséquent plus faible. Pour pallier ce déficit, une autre catégorie de muons est considérée lorsque  $|\eta| < 0,1$ . Les candidats sont reconstruits à partir de traces dans le détecteur interne, appariées avec des amas calorimétriques compatibles avec des dépôts d’énergie au minimum d’ionisation. Pour obtenir une pureté suffisante de ces muons, seuls sont considérés ceux d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV, dont les traces ont été reconstruites avec un minimum de coups dans chacun des sous-détecteurs du trajectographe.

### Reconstruction d’un candidat Higgs

Les modifications apportées à la sélection des candidats Higgs proviennent directement des études d’optimisation réalisées dans les canaux où la seconde paire est constituée d’électrons d’une part, et dans les canaux où la seconde paire est constituée de muons d’autre part. Si les conclusions de ces deux études sont tout à fait similaires, la seconde a cependant pu aboutir à des optimisations plus précises, réalisées sur plusieurs variables simultanément. La raison en est que le bruit de fond réductible dominant est dans ce cas  $Zb\bar{b}$  qui, du fait de la présence de véritables leptons additionnels, peut être généré de façon à offrir une grande statistique Monte Carlo après application de l’ensemble des sélections.

Les sélections sur les impulsions transverse des leptons composant un quadruplet sont fixées à 20 GeV pour le lepton de plus haute impulsion, 15 GeV pour le second lepton, et 10 GeV pour le troisième lepton, contre 20, 20 et 7 GeV auparavant. Le relèvement de la coupure sur le troisième lepton permet de réduire les bruits de fond réductibles pour une très faible perte d’efficacité de sélection sur le signal.

La sélection sur la masse invariante de la paire de leptons de masse la plus proche de la masse au pôle du  $Z$  se fait maintenant dans la fenêtre [50 GeV, 106 GeV]. Le seuil sur la masse de la seconde paire de leptons a également été ajusté. Il est calculé en fonction de la masse invariante du quadruplet considéré, par une interpolation linéaire à partir des valeurs présentées dans le tableau 6.7.

$m_{4\ell}$ (GeV)	$\leq 120$	130	150	160	165	180	$\geq 190$
Seuil sur $m_{34}$ (GeV)	17,5	22,5	30	30	35	40	50

TABLE 6.7 – Valeur minimale de  $m_{34}$  pour la sélection d’un quadruplet, en fonction de  $m_{4\ell}$ . Pour les masses situées entre celles présentées ici, la valeur de coupure est obtenue par interpolation linéaire.

### Réduction des bruits de fond

Suite à l’étude de régions de contrôle dans le canal quatre muons, une nouvelle sélection est appliquée dans les canaux  $4\mu$  et  $4e$ . Elle consiste pour un candidat dans ces canaux à considérer les appariements inverses (c’est-à-dire la paire formée du lepton positif de la première paire et du lepton négatif de la seconde paire, ainsi que la paire complémentaire), et à rejeter l’événement si la

masse invariante d'une des paires inverses est inférieure à 5 GeV. Cela permet de réduire un bruit de fond composé d'événements du type  $Z + J/\psi$ .

Si les sélections d'isolation n'ont pas été modifiées, celles sur les paramètres d'impact l'ont été à la suite des études d'optimisation dans les canaux comportant des muons. Pour les candidats de masse invariante inférieure à 190 GeV, une coupure sur la signification du paramètre d'impact est dorénavant appliquée sur les quatre leptons, à une valeur de 3,5 pour les muons et 6,5 pour les électrons.

### 6.6.3 Résultats préliminaires de l'application de la nouvelle sélection

L'application de l'ensemble des sélections aux échantillons de simulations et aux données conduit aux résultats présentés dans la table 6.8. Dans chaque canal, les nombres d'événements sont séparés entre la région de basse masse ( $m_{4\ell} < 180$  GeV) et la région de haute masse ( $m_{4\ell} > 180$  GeV). Seules les incertitudes statistiques résultant des échantillons Monte Carlo sont indiquées. Au total, 89 événements sont observés dans les données, dont 33 événements  $4\mu$  (9 de plus que dans l'analyse présentée précédemment), 34 événements  $2e2\mu$  (4 de plus) et 22 événements  $4e$  (5 de plus). Le nombre total d'événements de bruit de fond attendus à partir des simulations est 75,6, en accord avec les données.

Pour obtenir le résultat final de cette nouvelle analyse cependant, il sera nécessaire de remplacer les estimations des bruits de fond réductibles obtenues à partir des simulations par celles obtenues à partir des données. Ce n'est qu'avec cette détermination et la prise en compte des incertitudes systématiques qu'un jugement définitif de la compatibilité entre les données et les bruits de fond pourra être prononcé, et qu'un éventuel signal pourra être recherché.

	$4\mu$		$2e2\mu$		$4e$	
	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse
Luminosité	$4,8\text{fb}^{-1}$		$4,8\text{fb}^{-1}$		$4,9\text{fb}^{-1}$	
$ZZ^*$	$3,97 \pm 0,36$	$19,95 \pm 0,20$	$3,54 \pm 0,26$	$28,40 \pm 0,24$	$1,40 \pm 0,09$	$10,41 \pm 0,15$
$Z+\text{jets}$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$2,87 \pm 1,29$	$0,58 \pm 0,58$	$2,98 \pm 1,34$	$0,00 \pm 0,00$
Drell-Yan	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,20 \pm 0,20$	$0,00 \pm 0,00$
$Zb\bar{b}$	$0,13 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,05$	$0,18 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,02$
$t\bar{t}$	$0,04 \pm 0,06$	$0,00 \pm 0,00$	$0,12 \pm 0,07$	$-0,04 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,00$	$0,03 \pm 0,03$
Bruit de fond total	$4,14 \pm 0,37$	$20,01 \pm 0,20$	$6,74 \pm 1,32$	$29,09 \pm 0,64$	$4,76 \pm 1,36$	$10,48 \pm 0,15$
Données	8	25	6	28	6	16
$m_H = 110$ GeV	$0,13 \pm 0,00$		$0,11 \pm 0,00$		$0,04 \pm 0,00$	
$m_H = 120$ GeV	$0,52 \pm 0,01$		$0,55 \pm 0,01$		$0,18 \pm 0,01$	
$m_H = 125$ GeV	$0,91 \pm 0,02$		$0,95 \pm 0,02$		$0,34 \pm 0,01$	
$m_H = 130$ GeV	$1,51 \pm 0,03$		$1,54 \pm 0,03$		$0,54 \pm 0,02$	

TABLE 6.8 – Nombres d'événements estimés dans les simulations pour les bruits de fond et le signal à différentes masses, dans les trois canaux étudiés. Les estimations sont séparées en une partie « basse masse » ( $m_{4\ell} < 180$  GeV) et une partie « haute masse » ( $m_{4\ell} \geq 180$  GeV). Les incertitudes indiquées sont uniquement d'origine statistique. Les nombres d'événements observés dans les données dans les différentes catégories sont également donnés.

Les estimations des différents bruits de fond à partir des simulations sont en accord avec celles prévues par les études d'optimisation. Seule la contribution du bruit de fond  $Z+\text{jets}$  semble plus haute qu'attendu, mais compte-tenu du petit nombre d'événements Monte Carlo concernés il peut s'agir d'une fluctuation statistique. La détermination des bruits de fond à partir des données est donc particulièrement nécessaire pour ce processus.

Une comparaison des nombres d'événements de signal dans les simulations entre la table 6.8 et la table 6.5 montre que les améliorations de l'acceptance attendues d'après les études d'optimisation

sont présentes. Pour un signal à 130 GeV, le nombre d'événements attendu augmente en effet d'environ 50 % dans le canal quatre muons, 25 % dans le canal  $2e2\mu$  et 20 % dans le canal  $4e$ .

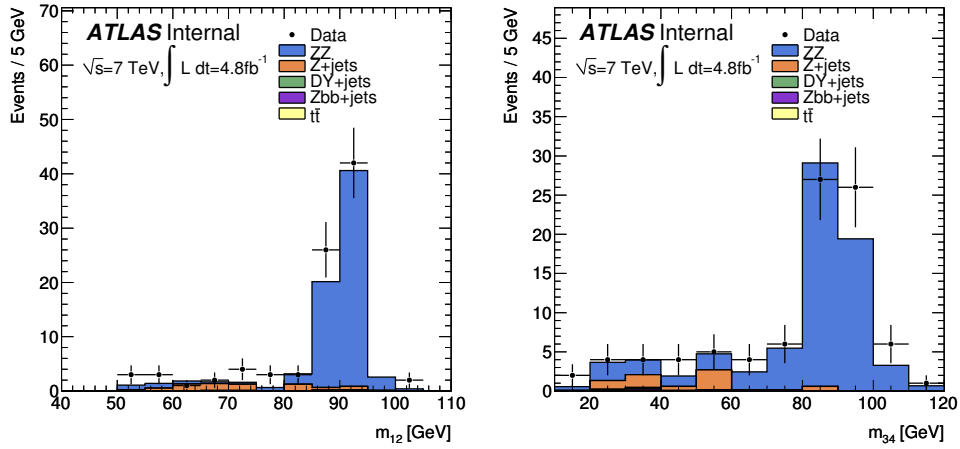


FIGURE 6.34 – Distributions de  $m_{12}$  (a) et  $m_{34}$  (b) pour les candidats passant l'ensemble des sélections. Les estimations des contributions des différents bruits de fond sont également indiquées.

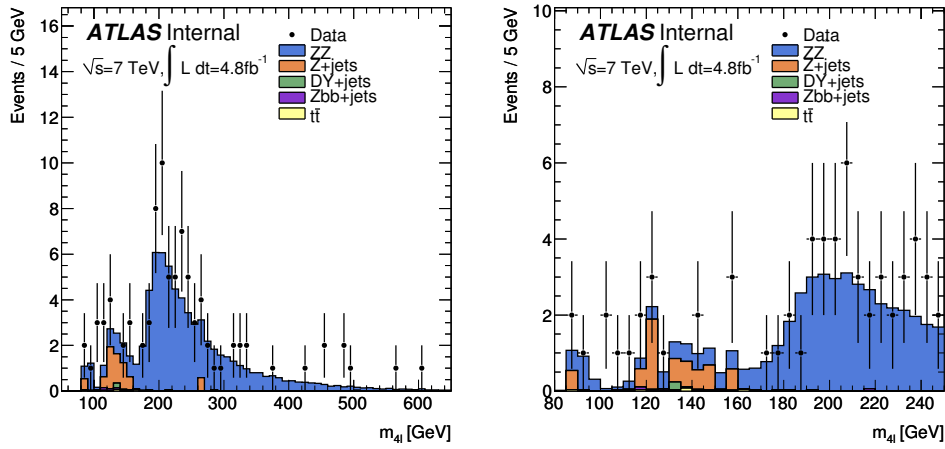


FIGURE 6.35 – Comparaison de la distribution  $m_{4\ell}$  entre les candidats dans les données et les simulations des bruits de fond, sur toute la plage en masse étudiée (a) et sur l'intervalle 100–250 GeV (b).

La figure 6.34 présente les distributions des masses invariantes des paires de leptons des candidats ( $m_{12}$  et  $m_{34}$ ). Un bon accord sur ces distributions est observé entre les données et les prédictions des simulations des bruits de fond. Par comparaison avec la figure 6.15, on observe que l'abaissement du seuil sur  $m_{12}$  accroît comme escompté le nombre de candidats, mais augmente également la contribution des bruits de fond.

Enfin la figure 6.35 présente la distribution de masse invariante des candidats. Un bon accord est observé entre les simulations et les données, bien que la détermination des bruits de fond réductibles à partir des données soit nécessaire pour conclure sur la région à basse masse.



## 6.7 Conclusion

L'année 2011 a été marquée par l'acquisition par ATLAS d'une grande quantité de données (près de  $5 \text{ fb}^{-1}$ ), permettant à l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons d'avoir la sensibilité suffisante pour exclure le boson de Higgs sur un grand intervalle de masses. Pour réaliser cet objectif cependant, l'analyse doit bénéficier des meilleures performances possibles sur les leptons. Dans ce but, une reconstruction améliorée des électrons a été développée, dont la validation pour les électrons de désintégration de hadrons lourds a été présentée. Les gains en performance sur ces électrons sont similaires à ceux observés pour les électrons de  $Z$ , en particulier sur les paramètres d'impact.

Cette reconstruction améliorée est utilisée dans l'analyse de recherche du boson de Higgs avec l'ensemble de la statistique acquise en 2011. La sélection de quadruplets de leptons de bonne qualité et isolés conduit à 71 candidats. Le bruit de fond irréductible est estimé à partir des simulations, tandis que les bruits de fond réductibles sont contrôlés à partir des données. Une fois les erreurs systématiques incluses, le boson de Higgs du modèle standard est exclu à 95 % de niveau de confiance dans les intervalles 134 – 156 GeV, 182 – 233 GeV, 256 – 265 GeV et 268 – 415 GeV, en bon accord avec les zones d'exclusion attendues. Aucun excès d'événements significatif n'est observé dans les données.

Lorsque ce résultat est combiné à ceux des autres canaux de recherche du Higgs dans ATLAS, et comparé aux derniers résultats de CMS et des expériences du Tevatron, le boson de Higgs du modèle standard est exclu sur tout l'intervalle 110–600 GeV, à l'exception de la région entre 120 et 130 GeV. De petits excès sont de plus observés dans cette région par toutes les expériences. Afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse de recherche du Higgs en quatre leptons dans cette région, des optimisations de coupures ont été proposées dans les canaux  $4e$  et  $2\mu 2e$ . Elles visent à réduire les fonds  $Z$ +jets et  $Zb\bar{b}$ , qui sont importants dans cette région, et à augmenter l'efficacité de reconstruction du signal en relâchant des coupures cinématiques. Des gains jusqu'à 30 % sur l'efficacité de reconstruction du signal, et de 45 % sur sa signification, sont attendus de l'application de ces nouvelles coupures. Des résultats préliminaires obtenus en analysant les données de 2011 avec de telles coupures optimisées montrent que les gains attendus sur l'efficacité de reconstruction du signal sont présents, et que la simulation des bruits de fonds représente bien les données.

# Conclusion générale

Les travaux qui ont été présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le thème de la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de désintégration en quatre leptons dans l'expérience ATLAS, en s'intéressant plus particulièrement aux événements avec des bosons  $Z$  et des jets de hadrons  $B$  dans l'état final.

Après une brève description du Modèle Standard, le premier chapitre a ainsi présenté la physique du boson de Higgs au LHC (modes de production et de désintégration), et les limites sur son existence posées à partir de l'analyse des données disponibles à l'été 2011. Le canal de désintégration en quatre leptons a été plus particulièrement détaillé, avec les bruits de fonds physiques importants pour cette recherche. Enfin, des aspects phénoménologiques importants pour la description des bruits de fond comprenant un boson  $Z$  et des jets de hadrons  $B$  ont été présentés.

Les études décrites dans cette thèse ont été menées dans les années 2009–2012, qui ont vu le LHC passer de ses premières collisions à la production d'une très grande quantité de données (délivrant en un an la moitié de la luminosité intégrée fournie par le Tevatron pendant tout son cycle de vie). Pour l'expérience ATLAS, cette période a été mise à profit pour déterminer et améliorer les performances et la compréhension du détecteur, puis à mesurer des paramètres du modèle standard, afin de contraindre la théorie à l'énergie du LHC. Cet effort a permis de produire dès l'année 2011 des résultats significatifs sur des recherches de processus de très petite section efficace, tels le boson de Higgs dans le canal quatre leptons. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont suivi cette progression, passant de l'étude de la performance du système de déclenchement du calorimètre, à la mesure de section efficace des jets  $b$  produits en association avec des bosons  $Z$ , puis à la recherche du boson de Higgs dans le canal quatre leptons.

Après la description du détecteur ATLAS dans le second chapitre, le troisième a détaillé une étude sur les performances du système de déclenchement de premier niveau du calorimètre électromagnétique dans le cas des dépôts de très grande énergie transverse. Les résultats en ont été une modification de la logique de déclenchement pendant la prise de données en 2010 qui a amélioré les performances du système à très haute énergie, puis une optimisation de la configuration mise en place pour la prise de données de 2011. Des incertitudes systématiques spécifiques aux hautes énergies transverses ont également été déterminées pour les analyses de recherche de physique au-delà du modèle standard utilisant des électrons de très grande impulsion ( $W'$  et  $Z'$ ).

Servant de transition entre la partie consacrée au détecteur ATLAS et celle dévolue aux analyses de physique, le chapitre 4 a ensuite présenté brièvement la reconstruction des objets physiques dans ATLAS. Les performances de cette reconstruction atteintes avec les données de 2010 et de 2011 ont aussi été décrites.

L'étude des  $36\text{ pb}^{-1}$  de données enregistrées par ATLAS en 2010 a permis de réaliser la mesure de section efficace inclusive de production de jets de hadrons  $B$  en association avec des bosons  $Z$ , ainsi que celle du rapport entre cette section efficace et la section efficace de production des bosons  $Z$ . Ces mesures, présentées au chapitre 5, ont été réalisées en utilisant des désintégrations leptoniques des bosons  $Z$ , et des jets étiquetés par la présence d'un vertex secondaire bien séparé

du vertex primaire des événements. Un ajustement de patrons a permis de déterminer le nombre de hadrons  $B$  sélectionnés, puis la section efficace du processus. Les mesures, dont les incertitudes tant statistiques que systématiques sont d'environ 20 %, sont en bon accord avec les calculs théoriques du modèle standard réalisés au *next-to-leading order*.

La mesure du rapport des sections efficaces présentée au chapitre 5 a été utilisée pour normaliser le bruit de fond  $Zb\bar{b}$  dans l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons, qui a été décrite au chapitre 6. Avant de réaliser l'analyse cependant, une méthode de reconstruction des électrons améliorée, prenant en compte les effets de Bremsstrahlung, a dû être validée. La vérification de ses performances sur simulations et dans les données pour les électrons de désintégration de hadrons lourds a ainsi été présentée. L'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons a ensuite été décrite, et en particulier l'évaluation des bruits de fond physiques. À partir des 71 candidats observés, l'analyse a pu exclure un boson de Higgs dans de grands intervalles de masses entre 134 et 415 GeV, proches des zones d'exclusions attendues.

Dans la mesure où l'ensemble des résultats sur le boson de Higgs obtenus avec les données de 2011 permet d'exclure le boson de Higgs du modèle standard à toutes les masses inférieures à 600 GeV sauf une petite région entre 120 et 130 GeV, il est important, pour préparer l'analyse des données de 2012, d'optimiser l'analyse de recherche pour cette région de basse masse. Diverses optimisations des sélections cinématiques ont ainsi été étudiées dans les canaux avec deux électrons de faible impulsion. Elles permettent d'augmenter l'efficacité de sélection du signal d'environ 30 %, et prédisent un gain d'environ 45 % sur la signification statistique, en gardant les bruits de fond réductibles sous contrôle.

L'année 2012 devrait voir le LHC délivrer environ  $15 \text{ fb}^{-1}$  de données à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Cette luminosité devrait être suffisante pour conclure sur l'existence d'un boson de Higgs produit à la section efficace du modèle standard dans la région pas encore exclue entre 120 et 130 GeV, avant un long arrêt de deux ans du LHC, prévu pour le porter à son énergie nominale. Si le canal de désintégration en quatre leptons apporte une contribution majeure à la recherche du boson de Higgs aux basses masses, cette région est tout de même en limite de sensibilité et demande d'améliorer au maximum les performances de l'analyse. Les différentes contributions apportées par cette thèse sur le contrôle des bruits de fond et l'amélioration de l'efficacité participent toutes à cet objectif.

# Bibliographie

- [1] T. AALTONEN *et al.* : First Measurement of the b-jet Cross Section in Events with a  $W$  Boson in p anti-p Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 104:131801, 2010, [arXiv:0909.1505 \[hep-ex\]](#).
- [2] T. AALTONEN *et al.* : Precise measurement of the  $W$ -boson mass with the CDF II detector. [arXiv:1203.0275 \[hep-ex\]](#).
- [3] F.D. AARON *et al.* : Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive  $e^+p$  Scattering Cross Sections at HERA. *JHEP*, 1001:109, 2010, [arXiv:0911.0884 \[hep-ex\]](#).
- [4] V. M. ABAZOV *et al.* : Measurement of the  $W$  Boson Mass with the D0 Detector. [arXiv:1203.0293 \[hep-ex\]](#).
- [5] J. ABDALLAH : Atlas tile calorimeter commissioning and performance. *In First International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, pages 1–8, juin 2009.
- [6] ACHENBACH *et al.* : The atlas level-1 calorimeter trigger. Rapport technique ATL-DAQ-PUB-2008-001, CERN, Geneva, janvier 2008.
- [7] S. AGOSTINELLI *et al.* : Geant4 – A simulation toolkit. *NIM A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [8] Simone ALIOLI, Paolo NASON, Carlo OLEARI et Emanuele RE : NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 0904:002, 2009, [arXiv:0812.0578 \[hep-ph\]](#).
- [9] J. ALLISON *et al.* : Geant4 developments and applications. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 53(1):270 –278, février 2006.
- [10] Guido ALTARELLI et G. PARISI : Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl.Phys.*, B126:298, 1977.
- [11] Charalampos ANASTASIOU, Lance J.DIXON, Kirill MELNIKOV et Frank PETRIELLO : High precision QCD at hadron colliders : electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO. *Phys. Rev.*, D69:094008, 2004, [arXiv:hep-ph/0312266 \[hep-ph\]](#).
- [12] The ATLAS et CMS COLLABORATIONS : Combined Standard Model Higgs boson searches with up to  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  at the LHC.
- [13] M. BAAK, M. GOEBEL, J. HALLER, A. HOECKER, D. LUDWIG *et al.* : Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics. [arXiv:1107.0975 \[hep-ph\]](#).
- [14] Richard D. BALL, Valerio BERTONE, Francesco CERUTTI, Luigi DEL DEBBIO, Stefano FORTE *et al.* : Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology. *Nucl.Phys.*, B849:296–363, 2011, [arXiv:1101.1300 \[hep-ph\]](#).
- [15] Richard D. BALL *et al.* : Unbiased global determination of parton distributions and their uncertainties at NNLO and at LO. *Nucl.Phys.*, B855:153–221, 2012, [arXiv:1107.2652 \[hep-ph\]](#).
- [16] C BECCHI, A ROUET et R STORA : Renormalization of gauge theories. *Annals of Physics*, 98(2):287 – 321, 1976.

- [17] Ch. BERGER (PLUTO) : Results from the PLUTO experiment on e+e- reactions at high energies. *In Proceedings of the Lepton Photon Symposium at Batavia, Aug. 23-29*, pages 19–33, 1979.
- [18] H. BETHE et W. HEITLER : On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc.Roy.Soc.Lond.*, A146:83–112, 1934.
- [19] T. BINOTH, N. KAUER et P. MERTSCH : Gluon-induced QCD corrections to  $pp \rightarrow ZZ \rightarrow \bar{l}l'\bar{l}'$ . [arXiv:0807.0024 \[hep-ph\]](#).
- [20] P BORGEAUD *et al.* : The LArg Tower Builder Board : calculation, simulation, measurements. Rapport technique ATL-LARG-2002-001, CERN, Geneva, mai 2002.
- [21] Michiel BOTJE, Jon BUTTERWORTH, Amanda COOPER-SARKAR, Albert de ROECK, Joel FELTESSE *et al.* : The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. [arXiv:1101.0538 \[hep-ph\]](#).
- [22] A. BREDENSTEIN, A. DENNER, S. DITTMAIER et M. M. WEBER : Precise predictions for the Higgs-boson decay  $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$  leptons. *Phys. Rev. D*, 74:013004, juillet 2006.
- [23] A. BREDENSTEIN, Ansgar DENNER, S. DITTMAIER et M.M. WEBER : Radiative corrections to the semileptonic and hadronic Higgs-boson decays  $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$  fermions. *JHEP*, 0702:080, 2007, [arXiv:hep-ph/0611234 \[hep-ph\]](#).
- [24] J. M. BUTTERWORTH *et al.* : The Tools and Monte Carlo working group summary report. [arXiv:1003.1643 \[hep-ph\]](#).
- [25] J. M. BUTTERWORTH, J. R. FORSHAW et M. SEYMOUR : Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C72:637–646, 1996, [arXiv:hep-ph/9601371](#).
- [26] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ : The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008, [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).
- [27] J.M. CAMPBELL, E. CASTANEDA-MIRANDA, Y. FANG, N. KAUER, B. MELLADO *et al.* : Normalizing Weak Boson Pair Production at the Large Hadron Collider. *Phys.Rev.*, D80:054023, 2009, [arXiv:0906.2500 \[hep-ph\]](#).
- [28] John M. CAMPBELL et R.K. ELLIS : MCFM for the Tevatron and the LHC. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 205-206:10–15, 2010, [arXiv:1007.3492 \[hep-ph\]](#).
- [29] John M. CAMPBELL, R.Keith ELLIS, F. MALTONI et S. WILLENBROCK : Associated production of a Z Boson and a single heavy quark jet. *Phys.Rev.*, D69:074021, 2004, [arXiv:hep-ph/0312024 \[hep-ph\]](#).
- [30] John M. CAMPBELL, R.Keith ELLIS, F. MALTONI et S. WILLENBROCK : Production of a Z boson and two jets with one heavy-quark tag. *Phys.Rev.*, D73:054007, 2006, [arXiv:hep-ph/0510362 \[hep-ph\]](#).
- [31] John M. CAMPBELL, R.Keith ELLIS et Ciaran WILLIAMS : Vector boson pair production at the LHC. *JHEP*, 1107:018, 2011, [arXiv:1105.0020 \[hep-ph\]](#).
- [32] John M. CAMPBELL, J.W. HUSTON et W.J. STIRLING : Hard Interactions of Quarks and Gluons : A Primer for LHC Physics. *Rept.Prog.Phys.*, 70:89, 2007, [arXiv:hep-ph/0611148 \[hep-ph\]](#).
- [33] M CAPEANS, G DARBO, K EINSWEILLER, M ELSING, T FLICK, M GARCIA-SCIVERES, C GEMME, H PERNEGGER, O ROHNE et R VUILLERMET : Atlas insertable b-layer technical design report. Rapport technique CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-019, CERN, Geneva, septembre 2010.
- [34] F. CARAVAGLIOS, Michelangelo L. MANGANO, M. MORETTI et R. PITTAU : A New approach to multijet calculations in hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B539:215–232, 1999, [arXiv:hep-ph/9807570 \[hep-ph\]](#).

- [35] S. CATANI, F. KRAUSS, R. KUHN et B.R. WEBBER : QCD matrix elements + parton showers. *JHEP*, 0111:063, 2001, [arXiv:hep-ph/0109231](#) [hep-ph].
- [36] The CDF et D0 COLLABORATIONS : Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to  $8.6 \text{ fb}^{-1}$  of Data. [arXiv:1107.5518](#) [hep-ex]. Submitted to the EPS 2011 Conference.
- [37] J. COLAS, N. DUMONT-DAYOT, J.F. MARCHAND, N. MASSOL, P. PERRODO, I. WINGERTER-SEEZ, C. de LA TAILLE, P. IMBERT, J.P. RICHER, N. Seguin MOREAU et L. SERIN : Electronics calibration board for the atlas liquid argon calorimeters. *NIM A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3):269 – 291, 2008.
- [38] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [39] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS liquid argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [40] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [41] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [42] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [43] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS magnet system : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [44] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [45] The ATLAS COLLABORATION : *ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [46] The ATLAS COLLABORATION : The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, 2008.
- [47] The ATLAS COLLABORATION : Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. [arXiv:0901.0512](#) [hep-ex].
- [48] The ATLAS COLLABORATION : Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Rapport technique ATLAS-CONF-2010-054, CERN, Geneva, juillet 2010.
- [49] The ATLAS COLLABORATION : Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data. Rapport technique ATLAS-CONF-2010-042, CERN, Geneva, juillet 2010.
- [50] The ATLAS COLLABORATION : A Search for High Mass Diphoton Resonances in the Context of the Randall-Sundrum Model in  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  pp Collisions. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-044, CERN, Geneva, mars 2011.
- [51] The ATLAS COLLABORATION : Calibrating the b-Tag Efficiency and Mistag Rate in  $35 \text{ pb}^{-1}$  of Data with the ATLAS Detector. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-089, CERN, Geneva, juin 2011.
- [52] The ATLAS COLLABORATION : Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC. *New J.Phys.*, 13:053033, 2011, [arXiv:1012.5104](#) [hep-ex].

- [53] The ATLAS COLLABORATION : Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-102, CERN, Geneva, juillet 2011.
- [54] The ATLAS COLLABORATION : Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *submitted to Eur. Phys. J. C*, 2011, [arXiv:1112.6426 \[hep-ex\]](#).
- [55] The ATLAS COLLABORATION : Luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the atlas detector in 2011. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, août 2011.
- [56] The ATLAS COLLABORATION : Luminosity Determination in *pp* Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV Using the ATLAS Detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C71:1630, 2011, [arXiv:1101.2185 \[hep-ex\]](#).
- [57] The ATLAS COLLABORATION : Measurement of the inclusive  $W^\pm$  and  $Z/\gamma$  cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. [arXiv:1109.5141 \[hep-ex\]](#).
- [58] The ATLAS COLLABORATION : Measurement of the Inelastic Proton-Proton Cross-Section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector. *Nature Commun.*, 2:463, 2011, [arXiv:1104.0326 \[hep-ex\]](#).
- [59] The ATLAS COLLABORATION : Measurement of the top quark pair production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in dilepton final states with ATLAS. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-100, CERN, Geneva, juillet 2011.
- [60] The ATLAS COLLABORATION : Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-046, CERN, Geneva, mars 2011.
- [61] The ATLAS COLLABORATION : Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-063, CERN, Geneva, avril 2011.
- [62] The ATLAS COLLABORATION : Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker. Rapport technique ATLAS-CONF-2011-128, CERN, Geneva, septembre 2011.
- [63] The ATLAS COLLABORATION : Search for high mass dilepton resonances in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS experiment. *Phys.Lett.*, B700:163–180, 2011, [arXiv:1103.6218 \[hep-ex\]](#).
- [64] The ATLAS COLLABORATION : Search for high-mass states with one lepton plus missing transverse momentum in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B701:50–69, 2011, [arXiv:1103.1391 \[hep-ex\]](#).
- [65] The ATLAS COLLABORATION : Search for scalar bottom pair production with the ATLAS detector in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. [arXiv:1112.3832 \[hep-ex\]](#).
- [66] The ATLAS COLLABORATION : Updated luminosity determination in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2011-011*, mars 2011. <http://cdsweb.cern.ch/record/1334563>.
- [67] The ATLAS COLLABORATION : An update to the combined search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC using up to  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Rapport technique ATLAS-CONF-2012-019, CERN, Geneva, mars 2012.
- [68] The ATLAS COLLABORATION : Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 72:1–46, 2012.

- [69] The ATLAS COLLABORATION : Measurement of the cross-section for  $b$ -jets produced in association with a  $Z$  boson at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B706:295–313, 2012, [arXiv:1109.1403](#) [hep-ex].
- [70] The ATLAS COLLABORATION : Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel. [arXiv:1201.1889](#) [hep-ex].
- [71] The ATLAS COLLABORATION : Measurements of the electron and muon inclusive cross-sections in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B707:438–458, 2012, [arXiv:1109.0525](#) [hep-ex].
- [72] The ATLAS COLLABORATION : Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS. *Eur.Phys.J.*, C72:1844, 2012, [arXiv:1108.5602](#) [hep-ex].
- [73] The ATLAS COLLABORATION : Search for pair production of a new quark that decays to a  $Z$  boson and a bottom quark with the ATLAS detector. [arXiv:1204.1265](#) [hep-ex].
- [74] The ATLAS COLLABORATION : Search for supersymmetry in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev in final states with missing transverse momentum and b-jets with the atlas detector. Rapport technique ATLAS-CONF-2012-003, CERN, Geneva, février 2012.
- [75] The ATLAS COLLABORATION : Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  with  $4.8 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ATLAS. *Physics Letters B*, 710(3):383 – 402, 2012, [arXiv:1202.1415](#) [hep-ex].
- [76] The CDF COLLABORATION : Measurement of cross sections for  $b$  jet production in events with a  $Z$  boson in  $p^-$  anti-p collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. *Phys. Rev.*, D79:052008, 2009.
- [77] The CDF COLLABORATION : Measurement of the b-jet Cross section in events with a  $Z$  Boson with with  $7.8 \text{ fb}^{-1}$  of data. *CDF Public Note*, 10594, 2011.
- [78] The CMS COLLABORATION : Combination of sm, sm4, fp higgs boson searches.
- [79] The D0 COLLABORATION : A measurement of the ratio of inclusive cross sections  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + b \text{ jet})/\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + \text{jet})$  at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. *Phys. Rev.*, D83:031105, 2011.
- [80] John C. COLLINS : Hard scattering factorization with heavy quarks : A General treatment. *Phys.Rev.*, D58:094002, 1998, [arXiv:hep-ph/9806259](#) [hep-ph].
- [81] John C. COLLINS et Wu-Ki TUNG : Calculating Heavy Quark Distributions. *Nucl.Phys.*, B278:934, 1986.
- [82] John C. COLLINS, Frank WILCZEK et A. ZEE : Low-Energy Manifestations of Heavy Particles : Application to the Neutral Current. *Phys.Rev.*, D18:242, 1978.
- [83] G. CORCELLA *et al.* : HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 01:010, 2001, [arXiv:hep-ph/0011363](#).
- [84] Glen COWAN, Kyle CRANMER, Eilam GROSS et Ofer VITELLS : Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 71:1–19, 2011.
- [85] Daniel de FLORIAN, Giancarlo FERRERA, Massimiliano GRAZZINI et Damiano TOMMASINI : Transverse-momentum resummation : Higgs boson production at the Tevatron and the LHC. *JHEP*, 1111:064, 2011, [arXiv:1109.2109](#) [hep-ph].
- [86] X de la BROÏSE *et al.* : Tower Builder Board Design. Rapport technique, CERN, Geneva, 2004.
- [87] L. DEMORTIER et L. LYONS : Everything you always wanted to know about pulls. *CDF Note*, 5776, 2002.
- [88] S. DITTMAIER *et al.* : Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables. [arXiv:1101.0593](#) [hep-ph].



- [89] S. DITTMAIER, C. MARIOTTI, G. PASSARINO, R. TANAKA *et al.* : Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions. [arXiv:1201.3084 \[hep-ph\]](#). Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group.
- [90] Yuri L. DOKSHITZER : Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov.Phys.JETP*, 46:641–653, 1977.
- [91] S.D. DRELL et Tung-Mow YAN : Partons and their Applications at High-Energies. *Annals Phys.*, 66:578, 1971.
- [92] F. ENGLERT et R. BROUT : Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, août 1964.
- [93] Lyndon EVANS et Philip BRYANT : LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008.
- [94] H. FEICK et E.R. WEBER : Radiation-induced defects in oxygen-enriched silicon detector materials. *NIM A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 473(1–2):114 – 118, 2001. Proceedings of the 9th International Workshop on Vertex Detectors.
- [95] S. FRIXIONE, P. NASON et B.R. WEBBER : Matching NLO QCD computations and parton showers in heavy flavour production. *JHEP*, 0308:007, 2003.
- [96] S. FRIXIONE et B.R. WEBBER : Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 0206:029, 2002.
- [97] R. FRUHWIRTH : Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl.Instrum.Meth.*, A262:444–450, 1987.
- [98] James S. GAINER, Kunal KUMAR, Ian LOW et Roberto VEGA-MORALES : Improving the sensitivity of Higgs boson searches in the golden channel. *JHEP*, 1111:027, 2011, [arXiv:1108.2274 \[hep-ph\]](#).
- [99] M. GELL-MANN : A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8:214–215, février 1964.
- [100] Sheldon L. GLASHOW : Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579 – 588, 1961.
- [101] T. GLEISBERG *et al.* : Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 02:007, 2009.
- [102] M. GOLDBABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR : Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109:1015–1017, février 1958.
- [103] Piotr GOLONKA et Zbigniew WAS : PHOTOS Monte Carlo : A Precision tool for QED corrections in  $Z$  and  $W$  decays. *Eur.Phys.J.*, C45:97–107, 2006, [arXiv:hep-ph/0506026 \[hep-ph\]](#).
- [104] V.N. GRIBOV et L.N. LIPATOV :  $e^+ e^-$  pair annihilation and deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 15:675–684, 1972.
- [105] Eilam GROSS et Ofer VITELLS : Trial factors or the look elsewhere effect in high energy physics. *Eur.Phys.J.*, C70:525–530, 2010, [arXiv:1005.1891 \[physics.data-an\]](#).
- [106] The LEP Electroweak Working GROUP : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [107] S. HASSANI, L. CHEVALIER, E. LANCON, J.F. LAPORTE, R. NICOLAIDOU *et al.* : A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the (MUONBOY, STACO, MuTag) reconstruction packages. *Nucl.Instrum.Meth.*, A572:77–79, 2007.
- [108] P. W. HIGGS : Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Physics Letters*, 12:132–133, septembre 1964.

- [109] Stefan HOECHE, Frank KRAUSS, Nils LAVESSON, Leif LONNBLAD, Michelangelo MANGANO *et al.* : Matching parton showers and matrix elements. [arXiv:hep-ph/0602031](#) [hep-ph].
- [110] K. HOLLAND : Triviality and the Higgs mass lower bound. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 140:155–161, 2005, [arXiv:hep-lat/0409112](#) [hep-lat].
- [111] F HUBAUT et C SERFON : Response uniformity of the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter. Rapport technique ATL-LARG-2004-015, CERN, Geneva, 2004.
- [112] Borut Paul KERSEVAN et Elzbieta RICHTER-WAS : The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. [arXiv:hep-ph/0405247](#) [hep-ph].
- [113] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA : Chiral symmetry and eta-x mixing. *Prog.Theor.Phys.*, 44:1422–1424, 1970.
- [114] Michael KRAMER, Fredrick I. OLNES et Davison E. SOPER : Treatment of heavy quarks in deeply inelastic scattering. *Phys.Rev.*, D62:096007, 2000, [arXiv:hep-ph/0003035](#) [hep-ph].
- [115] Hung-Liang LAI *et al.* : New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82:074024, 2010, [arXiv:1007.2241](#) [hep-ph].
- [116] L.N. LIPATOV : The parton model and perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 20:94–102, 1975.
- [117] Ziro MAKI, Masami NAKAGAWA et Shoichi SAKATA : Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog.Theor.Phys.*, 28:870–880, 1962.
- [118] Michelangelo MANGANO : Heavy quark PDFs and the massless approximation to heavy quark production. <http://mlm.home.cern.ch/mlm/talks/Mangano-GGI07.pdf>, septembre 2007.
- [119] M.L. MANGANO *et al.* : ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07:001, 2003, [arXiv:hep-ph/0206293](#).
- [120] A.D. MARTIN, W.J. STIRLING, R.S. THORNE et G. WATT : Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63:189–285, 2009, [arXiv:0901.0002](#) [hep-ph].
- [121] S. MOCH et P. UWER : Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders. *Phys. Rev.*, D78:034003, 2008.
- [122] Steve MYERS : Conclusion talk at Chamonix Workshop. <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=10&resId=1&materialId=slides&confId=83135>, 2010.
- [123] Pavel M. NADOLSKY, Hung-Liang LAI, Qing-Hong CAO, Joey HUSTON, Jon PUMPLIN *et al.* : Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys.Rev.*, D78:013004, 2008, [arXiv:0802.0007](#) [hep-ph].
- [124] Paolo NASON et Carlo OLEARI : NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 1002:037, 2010, [arXiv:0911.5299](#) [hep-ph].
- [125] L NEUKERMANS, P PERRODO et R ZITOUN : Understanding the atlas electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration. Rapport technique ATL-LARG-2001-008, CERN, Geneva, février 2001.
- [126] E. NOETHER : Invariant Variation Problems. *Gott. Nachr.*, pages 235–257, 1918.
- [127] F. OLNES : [http://www.hep.wisc.edu/cteq11/lectures/Olnes\\_HeavyQuarks.pdf](http://www.hep.wisc.edu/cteq11/lectures/Olnes_HeavyQuarks.pdf). *CTEQ Summer School*, 2011.
- [128] Ullrich PFEIFFER : A Compact preprocessor system for the ATLAS level one calorimeter trigger. HD-IHEP-99-11.
- [129] TEVNPH (Tevatron New PHENOMINA, CDF HIGGS WORKING GROUP) et D0 COLLABORATION : Combined CDF and D0 Search for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data. [arXiv:1203.3774](#) [hep-ex].

- [130] B. PONTECORVO : Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Sov.Phys.JETP*, 26:984–988, 1968.
- [131] J. PUMPLIN *et al.* : New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07:012, 2002, [arXiv:hep-ph/0201195](#).
- [132] Alexander L. READ : Presentation of search results : The CL(s) technique. *J.Phys.G*, G28:2693–2704, 2002.
- [133] Kurt RIESELMANN : Limitations of a standard model Higgs boson. [arXiv:hep-ph/9711456 \[hep-ph\]](#).
- [134] Abdus SALAM et John Clive WARD : Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.*, 13:168–171, 1964.
- [135] Gavin P. SALAM : Towards Jetography. *Eur.Phys.J.*, C67:637–686, 2010, [arXiv:0906.1833 \[hep-ph\]](#).
- [136] Andreas SCHALICKE, Vladimir IVANCHENKO, Michel MAIRE et Laszlo URBAN : Improved description of bremsstrahlung for high-energy electrons in geant4. *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 2788–2791, 2008.
- [137] F. SIEGERT : Communication privée.
- [138] Torbjorn SJOSTRAND, S. MRENNA et P. SKANDS : A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:852–867, 2008, [arXiv:0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [139] Torbjörn SJÖSTRAND, Stephen MRENNA et Peter SKANDS : Pythia 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05):026, 2006.
- [140] P. SÖDING (TASSO) : Jet analysis. In *Proceedings of the EPS ICHEP at Geneva, 6/27-7/4*, pages 271–281, 1979.
- [141] G. 't HOOFT et M. VELTMAN : Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nuclear Physics*, B44:189–213, 1972.
- [142] Wu-Ki TUNG, Stefan KRETZER et Carl SCHMIDT : Open heavy flavor production in QCD : Conceptual framework and implementation issues. *J.Phys.G*, G28:983–996, 2002, [arXiv:hep-ph/0110247 \[hep-ph\]](#).
- [143] Steven WEINBERG : A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, novembre 1967.
- [144] Steven WEINBERG : *Foundations*. Numéro 1 de The Quantum Theory of Fields. Cambridge University Press, 1996.
- [145] C.S. WU, E. AMBLER, R.W. HAYWARD, D.D. HOPPES et R.P. HUDSON : Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys.Rev.*, 105:1413–1414, 1957.
- [146] G ZWEIG : An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking.

## Annexe A

# Échantillons Monte Carlo utilisés pour l'analyse $Z + b$

Numéro d'échantillon	Processus	$\sigma \times \text{BR}$ générateur [pb]	Nombre d'événements
107650	Alpgen+Jimmy Zee+0partons	669,67	6 602 265
107651	Alpgen+Jimmy Zee+1partons	134,41	1 333 745
107652	Alpgen+Jimmy Zee+2partons	40,72	403 798
107653	Alpgen+Jimmy Zee+3partons	11,16	109 905
107654	Alpgen+Jimmy Zee+4partons	2,86	29 976
107655	Alpgen+Jimmy Zee+5partons	0,759	8 992
107660	Alpgen+Jimmy Zmumu+0partons	669,68	6 611 964
107661	Alpgen+Jimmy Zmumu+1partons	134,64	1 333 531
107662	Alpgen+Jimmy Zmumu+2partons	40,75	402 812
107663	Alpgen+Jimmy Zmumu+3partons	11,25	109 917
107664	Alpgen+Jimmy Zmumu+4partons	2,85	29 962
107665	Alpgen+Jimmy Zmumu+5partons	0,763	9 993
107670	Alpgen+Jimmy Ztautau+0partons	669,56	6 608 758
107671	Alpgen+Jimmy Ztautau+1partons	134,65	1 333 472
107672	Alpgen+Jimmy Ztautau+2partons	40,76	403 778
107673	Alpgen+Jimmy Ztautau+3partons	11,27	109 907
107674	Alpgen+Jimmy Ztautau+4partons	2,84	29 966
107675	Alpgen+Jimmy Ztautau+5partons	0,761	9 993
109300	Alpgen+Jimmy Zeebb+0partons	6,57	149 923
109301	Alpgen+Jimmy Zeebb+1partons	2,48	99 940
109302	Alpgen+Jimmy Zeebb+2partons	0,885	38 955
109303	Alpgen+Jimmy Zeebb+3partons	0,392	9 990
109305	Alpgen+Jimmy Zmumubb+0partons	6,56	149 923
109306	Alpgen+Jimmy Zmumubb+1partons	2,47	99 930
109307	Alpgen+Jimmy Zmumubb+2partons	0,887	38 950
109308	Alpgen+Jimmy Zmumubb+3partons	0,390	9 994
109525	Sherpa Zee enhancedcb	794	299 846
109526	Sherpa Zmumu enhancedcb	794	299 905
109527	Sherpa Ztautau enhancedcb	794	299 886
105200	McAtNlo+Jimmy T1	89,4	997 157
108340	McAtNlo+Jimmy singlettop tchan enu	7,12	199 887
108341	McAtNlo+Jimmy singlettop tchan munu	7,12	199 874
108342	McAtNlo+Jimmy singlettop tchan taunu	7,10	197 873
108342	McAtNlo+Jimmy singlettop schan enu	0,47	8 995
108343	McAtNlo+Jimmy singlettop schan munu	0,47	9 991
108344	McAtNlo+Jimmy singlettop schan taunu	0,47	9 997
108344	McAtNlo+Jimmy singlettop Wt	14,59	299 737
106043	Pythia Wenu	8 937	6 993 022
106044	Pythia Wmunu	8 938	6 954 494
107100	Alpgen+Jimmy WW+0partons	2,05	49 955
107101	Alpgen+Jimmy WW+1partons	0,99	24 981
107102	Alpgen+Jimmy WW+2partons	0,44	14 986
107103	Alpgen+Jimmy WW+3partons	0,18	9 995
107104	Alpgen+Jimmy WZ+0partons	0,66	14 984
107105	Alpgen+Jimmy WZ+1partons	0,40	9 998
107106	Alpgen+Jimmy WZ+2partons	0,22	4 999
107107	Alpgen+Jimmy WZ+3partons	0,09	4 997
107108	Alpgen+Jimmy ZZ+0partons	0,49	9 994
107109	Alpgen+Jimmy ZZ+1partons	0,22	4 499
107110	Alpgen+Jimmy ZZ+2partons	0,09	4 993
107111	Alpgen+Jimmy ZZ+3partons	0,03	2 500

TABLE A.1 – Détails des échantillons simulés utilisés dans l'analyse  $Z + b$ , comprenant le nombre d'événements simulés disponibles et les sections efficaces au niveau générateur.

## Annexe B

# Comparaisons entre données et simulations pour des électrons *medium++* de désintégrations de hadrons lourds

La section 6.3.4 a montré des comparaisons entre données et simulations réalisées pour des électrons de désintégration de hadrons lourds reconstruits par l'algorithme GSF, avec une qualité *loose++*. Les figures B.1 et B.2 présentent les mêmes comparaisons réalisées avec des électrons de qualité *medium++*. Si le nombre d'événements disponibles est plus faible, cette sélection bénéficie d'une plus grande pureté (90 % contre 60 %). Dans la limite de la précision statistique (tant des données que des simulations), les conclusions de ces comparaisons sont similaires à celles obtenues pour les électrons *loose++* : l'accord entre données et simulations est similaire pour les électrons reconstruits par l'algorithme GSF à celui obtenu pour la reconstruction standard, et confirme les améliorations de la reconstruction GSF observée sur les simulations.

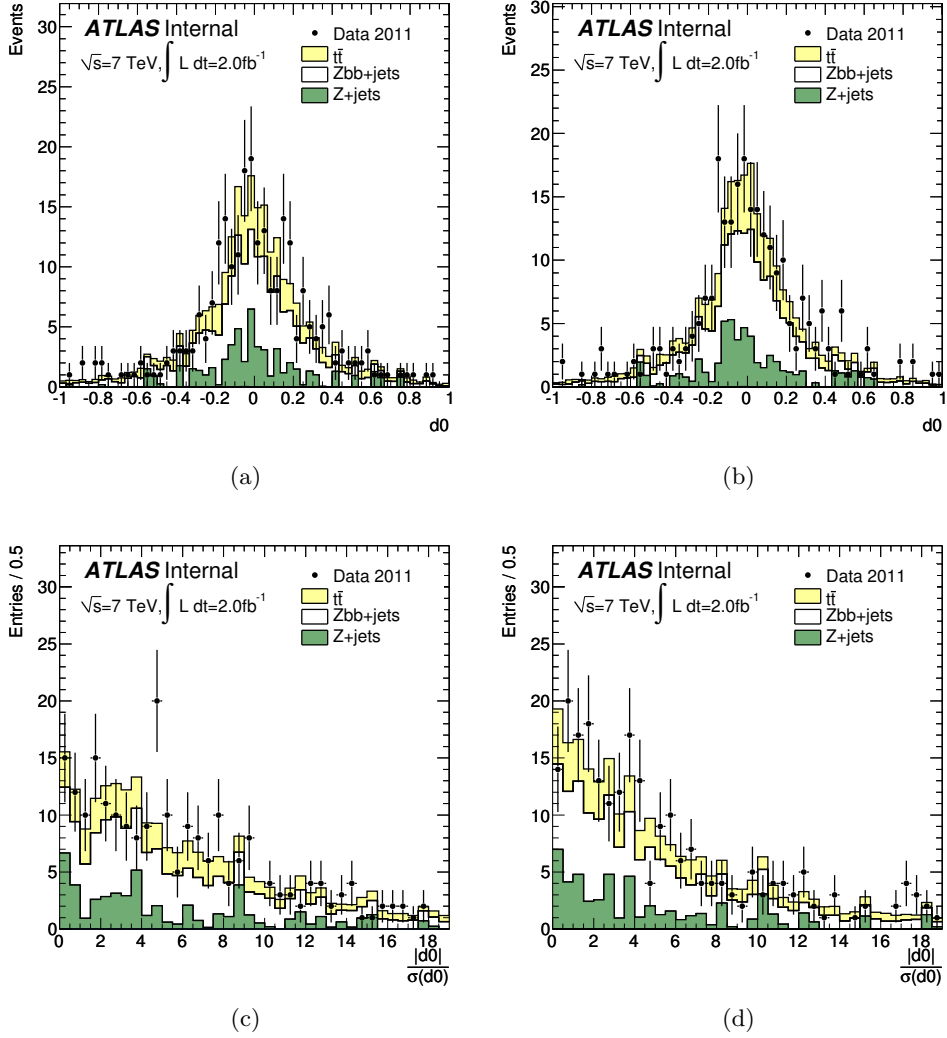


FIGURE B.1 – Comparaisons entre simulations et données pour les électrons de la reconstruction standard (gauche) et de la reconstruction GSF (droite). (a) et (b) : Distribution du paramètre d'impact transverse. (c) et (d) : Distribution de la signification du paramètre d'impact.

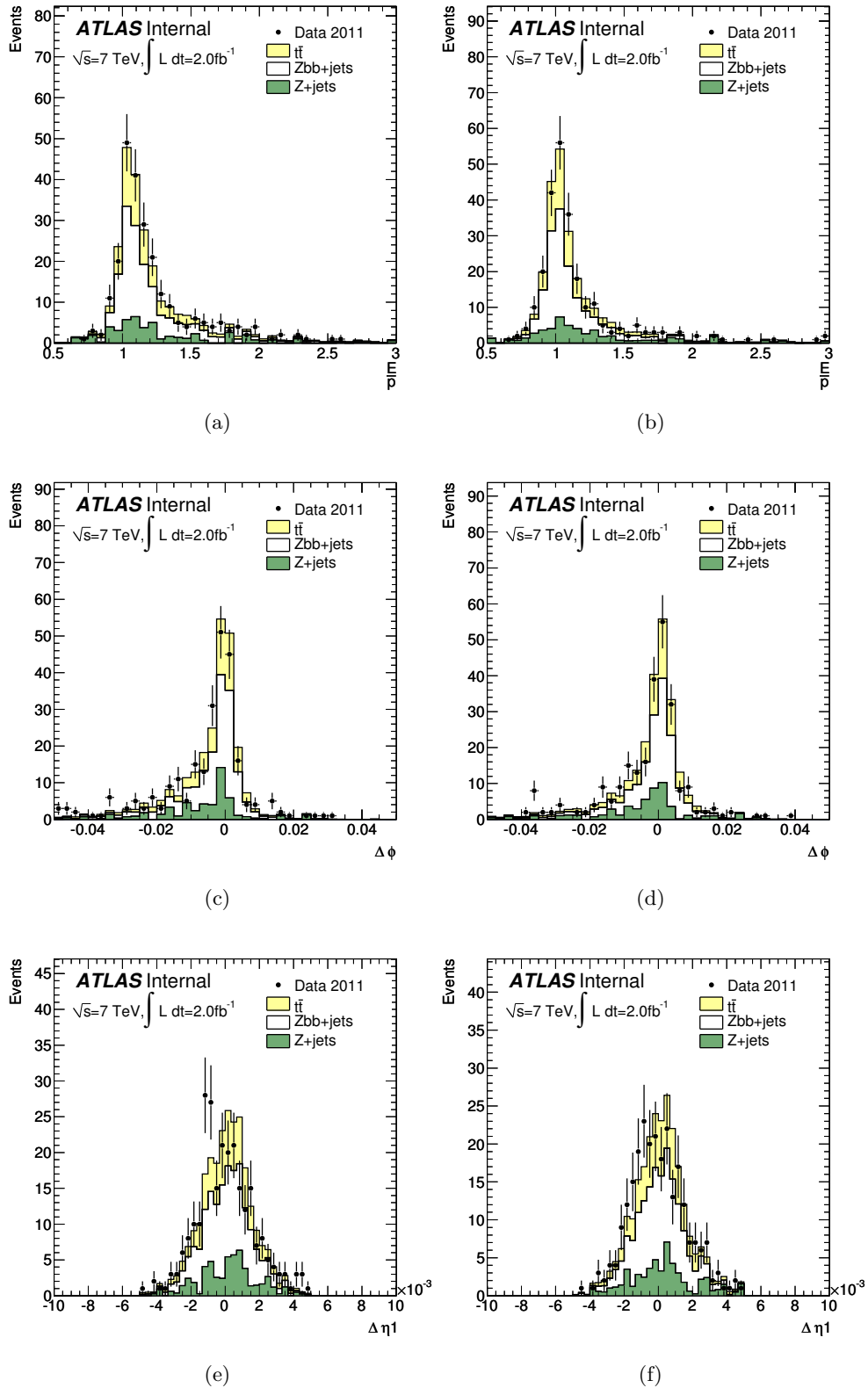


FIGURE B.2 – Comparaisons entre simulations et données pour les électrons de la reconstruction standard (gauche) et de la reconstruction GSF (droite). (a) et (b) : Distribution du rapport entre l'énergie des amas et les impulsions des traces ( $E/p$ ). (c) et (d) : Distribution de la différence entre les paramètres  $\phi$  des traces et des amas. (e) et (f) : Distribution de la différence entre les paramètres  $\eta$  des amas (calculés dans le premier compartiment du calorimètre) et des traces.



## Annexe C

# Échantillons Monte Carlo utilisés pour l'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons

Numéro d'échantillon	Processus	$\sigma \times \text{BR}$ générateur [fb]	Nombre d'événements
107650	Alpgen+Jimmy Zee+0partons	669 670	6 620 000
107651	Alpgen+Jimmy Zee+1partons	134 410	1 335 000
107652	Alpgen+Jimmy Zee+2partons	40 720	405 000
107653	Alpgen+Jimmy Zee+3partons	11 160	110 000
107654	Alpgen+Jimmy Zee+4partons	2 860	30 000
107655	Alpgen+Jimmy Zee+5partons	759	10 000
107660	Alpgen+Jimmy Zmumu+0partons	669 680	6 620 000
107661	Alpgen+Jimmy Zmumu+1partons	134 640	1 335 000
107662	Alpgen+Jimmy Zmumu+2partons	40 750	405 000
107663	Alpgen+Jimmy Zmumu+3partons	11 250	110 000
107664	Alpgen+Jimmy Zmumu+4partons	2 850	30 000
107665	Alpgen+Jimmy Zmumu+5partons	763	10 000
116960	Alpgen+Jimmy Zeebb+0p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	16,56	150 000
116961	Alpgen+Jimmy Zeebb+1p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	15,4	90 000
116962	Alpgen+Jimmy Zeebb+2p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	8,40	15 000
116963	Alpgen+Jimmy Zeebb+3p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	5,84	5 000
116965	Alpgen+Jimmy Zmumubb+0p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	17,2	150 000
116966	Alpgen+Jimmy Zmumubb+1p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	15,73	90 000
116967	Alpgen+Jimmy Zmumubb+2p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	8,42	15 000
116968	Alpgen+Jimmy Zmumubb+3p filtre 4l, paires $>60\text{GeV}$ $>12\text{GeV}$	6,35	5 000
116950	Alpgen+Jimmy Zeebb+0partons filtre 3l, veto 4l	605	250 000
116951	Alpgen+Jimmy Zeebb+1partons filtre 3l, veto 4l	345,8	150 000
116952	Alpgen+Jimmy Zeebb+2partons filtre 3l, veto 4l	140,8	80 000
116953	Alpgen+Jimmy Zeebb+3partons filtre 3l, veto 4l	77,4	20 000
116955	Alpgen+Jimmy Zmumubb+0partons filtre 3l, veto 4l	584	250 000
116956	Alpgen+Jimmy Zmumubb+1partons filtre 3l, veto 4l	345,8	150 000
116957	Alpgen+Jimmy Zmumubb+2partons filtre 3l, veto 4l	143,4	80 000
116958	Alpgen+Jimmy Zmumubb+3partons filtre 3l, veto 4l	73,9	20 000
116250	Alpgen+Jimmy Zee+0partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	3 055 200	994 949
116251	Alpgen+Jimmy Zee+1partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	84 920	299 998
116252	Alpgen+Jimmy Zee+2partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	41 400	999 946
116253	Alpgen+Jimmy Zee+3partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	8 380	149 998
116254	Alpgen+Jimmy Zee+4partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	1 850	40 000
116255	Alpgen+Jimmy Zee+5partons $10 < m(ll) < 40 \text{ GeV}$	460	10 000
105200	McAtNlo+Jimmy T1, $\geq 1$ lepton	90 400	15 000 000
109292	Pythia ZZ (e mu tau) filtre 3l	73,3	149 999
105987	Herwig WZ $\geq 1$ lepton	3 464	249 949

TABLE C.1 – Détails des échantillons de bruit de fond simulés utilisés dans l'analyse quatre leptons, comprenant le nombre d'événements simulés disponibles et les sections efficaces au niveau générateur (LO ou NLO).

Processus et générateur	Masse [GeV]	Numéro d'échantillon	$\sigma \times \text{BR}$ [fb]	Nombre d'événements
gg Powheg + Pythia	110	116761	0,944	200 000
	115	116762	1,69	200 000
	120	116763	2,81	200 000
	125	116764	4,264	200 000
	130	116611	5,894	200 000
	135	116765	7,46	200 000
	140	116766	8,66	200 000
	145	116767	9,25	200 000
	150	116768	8,95	200 000
	155	116769	7,41	200 000
	160	116770	3,86	50 000
	165	116771	1,92	50 000
	170	116772	1,87	50 000
	180	116774	4,12	50 000
	200	116612	13,6	50 000
	260	116782	9,31	50 000
	360	116787	7,08	50 000
	460	116792	3,25	50 000
	600	116799	0,902	50 000
VBF Powheg + Pythia	110	125063	0,0665	30 000
	115	125064	0,124	30 000
	120	125065	0,214	30 000
	125	125066	0,337	30 000
	130	116621	0,481	30 000
	135	125067	0,627	30 000
	140	125068	0,751	30 000
	145	125069	0,823	30 000
	150	125070	0,819	30 000
	180	116774	0,458	30 000
	200	116622	1,65	30 000
	260	116782	1,21	30 000
	360	116787	0,605	30 000
	460	116792	0,308	30 000
	600	116799	0,159	30 000

TABLE C.2 – Détails des échantillons de signal simulés dans les modes de production  $gg$  et VBF, comprenant le nombre d'événements simulés disponibles et les sections efficaces auxquelles sont normalisés les échantillons.

Processus et générateur	Masse [GeV]	Numéro d'échantillon	$\sigma \times \text{BR}$ [fb]	Nombre d'événements
WH Pythia	110	125265	0,0416	20 000
	115	125266	0,0702	20 000
	120	125267	0,111	20 000
	125	125268	0,159	20 000
	130	125269	0,209	20 000
	135	125270	0,25	20 000
	140	125271	0,276	20 000
	145	125272	0,28	20 000
	150	125273	0,256	20 000
	180	125279	0,093	20 000
	200	125283	0,267	20 000
	260	125288	1,21	20 000
ZH Pythia	110	125425	0,0225	20 000
	115	125426	0,0382	20 000
	120	125427	0,0608	20 000
	125	125428	0,0878	20 000
	130	125429	0,116	20 000
	135	125430	0,14	20 000
	140	125431	0,155	20 000
	145	125432	0,158	20 000
	150	125433	0,146	20 000
	180	125439	0,0545	20 000
	200	125443	0,158	20 000
	260	125448	0,0667	20 000

TABLE C.3 – Détails des échantillons de signal simulés dans les modes de production associée, comprenant le nombre d'événements simulés disponibles et les sections efficaces auxquelles sont normalisés les échantillons.



# Remerciements

Quoi qu'on en pense, la réalisation et l'écriture d'une thèse sont des réalisations essentiellement collectives, faites d'interactions avec un grand nombre de personnes.

Je tiens d'abord à remercier Philippe Bloch et Fabio Cerutti pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit et m'avoir ainsi permis de l'améliorer, ainsi que Fabio Maltoni, Philippe Schwemling, Didier Vilanova et Isabelle Wingerter-Seez pour avoir fait partie de mon jury. Un merci particulier à Isabelle pour sa relecture attentive et ses suggestions d'améliorations.

Je remercie Ursula Bassler et Didier Vilanova, directeurs successifs du Service de Physique des Particules, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire. Merci également à l'ensemble des personnels administratifs pour leur patience et leur disponibilité.

Mes plus chaleureux remerciements vont à Bruno Mansoulié, d'une part pour m'avoir proposé ce formidable sujet de thèse au cœur des trois premières années de fonctionnement du LHC, de l'autre pour m'avoir encadré et transmis ainsi une part de ses immenses connaissances en détecteurs et en physique aux collisionneurs hadroniques. Ce fut un véritable plaisir de travailler sous une telle direction.

Au-delà de Bruno, je souhaite remercier également l'ensemble du groupe ATLAS Saclay pour son accueil et ces trois fructueuses années passées au SPP. Merci donc à Claude, qui a pris la tête du groupe à la suite de Bruno, pour les nombreuses discussions de physique. Dans le désordre, merci à Maarten pour l'élaboration du framework, à Nathalie pour les discussions tant sur Egamma que sur la musique, à Anne-Isabelle qui s'occupe toujours du bien-être des thésards, à Jérôme qui a dû répondre à un grand nombre de questions sur des sujets divers, à Jean-Pierre pour son attachement à nous fournir des moyens de calcul à la hauteur, à Laurent pour les event displays si intéressants en cette période de découverte et à l'ensemble des physiciens pour toutes ces discussions, qu'elles aient porté sur la physique ou tout autre sujet. Merci également à Jean pour sa relecture attentive de ce manuscrit.

La bonne ambiance dans laquelle s'est déroulée cette thèse tient aussi à la présence de l'ensemble des étudiants du groupe ATLAS, et du SPP en général. Merci donc à Ève pour ses bavardages et son éternelle bonne humeur, à Matthieu pour m'avoir permis à la fois d'entretenir ma forme physique et d'en apprendre plus sur CMS via la course à pied, à Léa, Bernardo, Nayanka, Joany, Homero, Émilien, Sarah, Arnaud, Fabrice... pour toutes ces sympathiques soirées jeux et ces parties de Riichi. Merci également à mes collègues de bureau qui contribuent ou ont contribué à sa bonne humeur : Van, Laurent pour ses rôlages, Andrii, Homero, Fabrice pour le *head-banging* sur du Beethoven. Merci à tous les autres pour ces bons moments partagés lors des repas du vendredi. Même si nous n'avons pas eu assez l'occasion de travailler ensemble autour d'une même table, merci beaucoup Olivier pour ta collaboration sur l'analyse 4 leptons.

Je souhaite également remercier les physiciens avec qui j'ai eu à collaborer lors de ces trois ans, Taylor et Steve pour le difficile sujet du trigger L1, Ben, Gavin et Peter pour la bonne ambiance

dans laquelle s'est déroulée l'analyse  $Z + b$ , Kostas et l'ensemble du groupe 4 leptons pour tous les événements excitants vécus dans cette analyse depuis un an.

Un très grand merci à tous mes amis. Merci à Vincent pour le soutien mutuel et ces nombreux moments partagés en musique. Merci au passage aux membres du Not So Small Band et de l'Afreubo pour m'avoir ainsi permis de m'aérer l'esprit. Merci à Martin, Anne et Élodie pour les soirées astro, merci à tous ceux qui m'ont accompagné lors de mes sorties aux musées et expositions, et à tous les autres avec qui j'ai passé d'excellentes soirées jeux ou nanars. Merci à Thomas pour sa relecture de ce manuscrit, non seulement orthotypographique mais aussi en tentant d'en comprendre le contenu. Merci à Charles et Emmanuel pour ces vacances passées à crapahuter en Islande, et à Charles, Nicolas et François-Baptiste pour celles passées au Japon. Merci aux (ex-)normands Guillaume et Pascale, François et Émilie pour les visites épisodiques mais revigorantes.

Merci à ma famille pour son soutien indéfectible pendant toute la durée de cette thèse, pour avoir eu le courage de relire ce manuscrit, et m'avoir tant aidé le jour de la soutenance.

Je tiens enfin à remercier vivement la Direction générale de l'armement qui m'a permis de réaliser cette thèse.





## Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a pour cadre général la recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons avec le détecteur ATLAS. La recherche du boson de Higgs, particule prédite par la théorie électrofaible et non encore observée, est l'un des sujets d'étude majeurs des expériences au LHC, dont le but est la complétion du Modèle Standard.

Une étude du système de déclenchement de premier niveau du calorimètre électromagnétique est d'abord présentée. Réalisée avec les données acquises en 2010, elle a permis d'améliorer le fonctionnement de ce système pour les dépôts de très haute énergie transverse, et a fourni des incertitudes d'efficacité de déclenchement pour les analyses de recherche de bosons  $W'$  et  $Z'$ .

La mesure dans les données de 2010 de la section efficace de production inclusive de jets  $b$  en association avec des bosons  $Z$  est ensuite détaillée. Cette mesure, qui est en accord avec les calculs du Modèle Standard, fournit une contrainte importante sur l'un des bruits de fond importants pour la recherche du boson de Higgs en quatre leptons : celui constitué d'un boson  $Z$  et de deux quarks  $b$ .

Afin d'accroître l'efficacité de sélection d'un boson de Higgs se désintégrant en quatre électrons, une reconstruction améliorée des électrons est introduite. Sa validation dans le cas des électrons de désintégration de hadrons lourds est présentée. L'analyse de recherche du boson de Higgs en quatre leptons avec les données acquises en 2011 est enfin décrite, et plusieurs pistes d'amélioration de la sensibilité de l'analyse pour les recherches à basse masse sont explorées.

**Mots-clés :** LHC, ATLAS, Système de déclenchement, théorie électrofaible, boson de Higgs, 4 leptons, boson  $Z$ , jets  $b$ , QCD, section efficace.

## Abstract

**Search for the Higgs boson in 4 leptons at the LHC : study of events with  $Z$  bosons and  $b$  jets with the ATLAS experiment. Study of the performance of the electromagnetic calorimeter trigger system for high transverse energies.**

The framework of the studies presented in this thesis is the search for the Higgs boson in the 4 leptons channel with the ATLAS experiment. The Higgs boson is a particle whose existence is predicted by the Electroweak theory but has not yet been observed, and its search is one of the main research subjects at the LHC, since its discovery would complete the Standard Model.

First, a study of the electromagnetic calorimeter level-one trigger system is presented. Based on data recorded in 2010, it has helped improve the behaviour of the system for very high energy deposits. It has also provided trigger efficiency uncertainties for the analyses searching for  $W'$  and  $Z'$  bosons.

Then the measurement with 2010 data of the cross-section of  $b$ -jets production in association with  $Z$  bosons is discussed. This measurement, which is in agreement with Standard Model computations, constrains one of the important backgrounds in the search for the Higgs boson in 4 leptons : namely the production of a  $Z$  boson and  $b$ -quark pair.

In order to increase the selection efficiency for the Higgs boson decaying into four electrons, an improved electron reconstruction is studied. Its validation is presented for electrons from heavy flavour decays. The search analysis of the Higgs boson in the 4 lepton channel is then described, and several possibilities are studied, to increase the sensitivity of the analysis for low-mass searches.

**Keywords :** LHC, ATLAS, Trigger system, Electroweak theory, Higgs boson, 4 leptons,  $Z$  boson,  $b$ -jets, QCD, cross-section.